

MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET
HUNGARIAN GEOPHYSICAL INSTITUTE 'ROLAND EÖTVÖS'
ВЕНГЕРСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. Л. ЭТВЕША

GEOPHYSICAL TRANSACTIONS
GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK
ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ БЮЛЛЕТЕНЬ

23

BUDAPEST, 1975

Felelős szerkesztő
Managing Editor
Ответственный редактор
MÜLLER PÁL

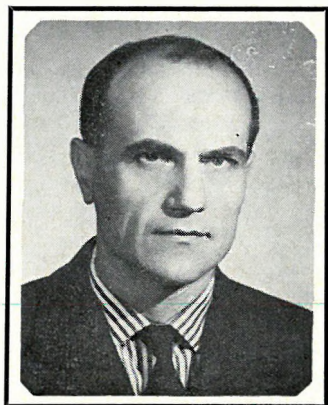
Szerkesztő bizottság
Editorial Board
Редакционная коллегия
**ÁDÁM OSZKÁR, ERKEL ANDRÁS, PINTÉR ANNA, POSGAY KÁROLY,
SEBESTYÉN KÁROLY**

Szerkesztő
Editor
Редактор
SZÉNÁS GYÖRGY

ETO/UDC 550.3(061) (439 Budapest) (05)

Felelős kiadó: **MÜLLER PÁL**
Technikai szerkesztő: **NAGY MAGDOLNA**
Grafikai szerkesztő: **NÉMETH LAJOS**
Terjedelem: 9,1 A/5 ív — Példányszám: 1430
Formátum B/5 — Papírmínőség: 100 g Delta

75.0544 — Kossuth Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Monori István vezérigazgató



dr. Szénás György
(1921—1974)

Dr. Szénás György munkatársunk és barátunk 1974. december 19-én, 53 éves korában elhunyt.

Mátészalkán, 1921. szept. 15-én született. Első diplomáját és doktori címét 1944-ben a Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Közgazdaságtudományi karán szerezte, majd 1950-ben az ELTE Természettudományi karán az elsők között kapott geológusi diplomát. A M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézethez 1949-ben került, ahol rövid megszakítással közel 25 évig dolgozott. Munkásságának főbb állomásai: szeizmikus kiértékelő (1950, 1954—1955); minisztériumi előadó (1951); szeizmikus csoportvezető (1952—53; 1956—57) és 1958-tól — rövid kínai tartózkodással — megszakítás nélkül a geofizikai eredmények földtani értelmezési problémáival foglalkozott. E témakört az Intézet főgeológusaként magas tudományos színvonalon művelte és e témakörből írt dolgozatokkal szerezte mind kandidátusi, mind doktori fokozatát.

1964 óta volt a Geofizikai Közlemények szerkesztője. Könnyed stílusa, nagy nyelvismerete rutinos szerkesztővé tette és mind a Geofizikai Közlemények, mind a Geofizikai Intézet egyéb kiadványainak szerkesztésében maradandó érdemeket szerzett.

Dr. Szénás Györgyben azonban nemcsak a szintetizáló geológus-geofizikust, a tapasztalt, jó szerkesztőt veszítettük el, hanem a jóbarátot is, aki soha nem zárkózott el a baráti segítségnyújtás elől. Korai halála nemcsak szakmánknak, hanem barátainak is pótolhatatlan veszteség.

Dr. Ádám Oszkár

Our colleague and friend Dr. George Szénás died on December 19, 1974 at age 53.

He was born at Mátészalka in 1921. He took his first degree in Economics, then in 1950 in Geology. His geophysical career began in 1949 in the Hungarian Geophysical Institute where he had worked, with a short interruption, for almost 25 years. His job included a wide variety of assignments, he was seismic interpreter (1950, 1954–55); ministerial official (1951); seismic party chief (1952–53; 1956–57), since 1958 as Chief Geologist he had been mainly concerned with geological interpretation problems of geophysical surveys. This was his favourite field of interest, many of his outstanding papers and his Ph.D. and C.Sc. dissertation were devoted to bridge the gap between geological and geophysical thinking.

In 1964 he became editor of the Geophysical Transactions. Due to his stilistical ability and proficiency in languages combined with a profound knowledge of earth sciences he has gained lasting honors in editing many of the publications of the Geophysical Institute.

Dr. George Szénás will be deeply missed by his many professional and personal friends. His untimely death is a great loss not only to his friends but for our profession.

19 декабря 1974 года в возрасте 53 лет скончался наш друг и коллега д-р Дьёрдь Сенаш.

Он родился 15 сентября 1921 года в городе Матесалка. Свой первый диплом и звание доктора он получил на факультете экономики Политехнического и Экономического Университета в 1944 году, а в 1950 году среди первых получил диплом геолога на естественнонаучном факультете Университета им. Р. Этвеша. В 1949 году поступил на работу в Венгерский Геофизический Институт им. Р. Этвеша, где за небольшим исключением проработал около 25 лет. Основные этапы его работы: сейсмический интерпретатор (1950, 1954—1955), референт министерства (1951), заведующий сейсмической группой (1952—53, 1956—57) и с 1958 года непрерывно, не считая короткого пребывания в Китае, занимался геологической интерпретацией геофизических исследований. Эту тему он развивал в должности главного геолога на высоком научном уровне, из работ, написанных им по этому кругу вопросов, составились его кандидатская и докторская диссертации.

С 1964 года являлся редактором Геофизического Бюллетеня. Лёгкий стиль, хорошее знание иностранных языков сделали его опытным редактором, и как в редактировании Геофизического Бюллетеня, так и других изданий Геофизического Института, он заслужил непреходящие похвалы.

В лице д-р Сенаша мы потеряли не только опытного геолога-геофизика и прекрасного редактора, но и хорошего друга, который всегда был готов помочь. Его ранняя смерть — невозвратимая потеря не только для геологии, но и для всех его друзей.

CONTENTS

<i>Constantinescu, P.—Mituch, E.—Posgay, K.—Rădulescu, F.</i> : Deep seismic sounding in the Eastern part of the Pannonian basin along the international profile XI for the investigation of the Earth's crust, conducted by Hungarian and Roumanian parties in co-operation	7
<i>Posgay, K.</i> : Mit Reflexionsmessungen bestimmte Horizonte und Geschwindigkeitsverteilung in der Erdkruste und im Erdmantel	13
<i>Varga, P.</i> : Possible variations of the momentum on inertia and of the ellipticity on the Earth during the last five hundred million years	19
<i>Steiner, F.</i> : A simple method for the representation of the geophysical performance of gravitational filters	35
<i>Sz. Kilenyi, É.</i> : Application of stacking for refraction time sections	39
<i>Korvin, G.—Petrovics, I.</i> : Seismic data processing using a reduced number of bits	47
<i>Schiavone, D.—Patella, D.</i> : A direct interpretation method for Schlumberger resistivity soundings with the apparatus immersed in water	85

TARTALOM

<i>Constantinescu Petre—Mituch Erzsébet—Posgay Károly—Rădulescu Florin</i> : Magyar—román közös szeizmikus mélyszondázás a Pannon-medence K-i részében a XI. nemzetközi földkéregkutató vonal mentén	12
<i>Posgay Károly</i> : Reflexiós mérésekkel meghatározott felületek és sebességeloszlás a földkéregben és köpenyben	18
<i>Varga Péter</i> : A Föld inerciamomentumának és lapultságának lehetséges változásai az utolsó félmilliárd év alatt	25
<i>Steiner Ferenc</i> : Gravitációs szűrők geofizikai hatásmechanizmusának szemléltetése	27
<i>Sz. Kilenyi Éva</i> : Refrakciós időszelvény előállítása stacking alkalmazásával	46
<i>Korvin Gábor—Petrovics Ilona</i> : Reflexiós szeizmikus adatok csökkentett bitszámú feldolgozása	71
<i>Schiavone D.—Patella D.</i> : Vízbe merített műszerrel végzett Schlumberger-szondázások közvetlen kiértékelési módszere	101

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Константинеску, П.—Митух, Э.—Пошгай, К.—Радулеску, Ф.</i> : Глубинное сейсмическое зондирование в Восточной части Паннонского бассейна по XI международному профилю с целью исследования земной коры, проведенное совместной венгерско-румынской экспедицией	12
<i>Пошгай, К.</i> : Горизонты и распределение скоростей в земной коре и в мантии по данным метода отраженных волн	18
<i>Варга, П.</i> : Возможные вариации момента инерции и сжатия Земли за последние полмиллиарда лет	26
<i>Штейнер, Ф.</i> : О геофизической мощности гравитационных фильтров	37
<i>С., Килени, Э.</i> : Построение временных разрезов КМПВ по методу ОГТ	46
<i>Корвин, Г.—Петрович, И.</i> : Обработка сейсмических данных МОВ с пониженным количеством разрядов	83
<i>Скиавоне, Д.—Пателла, Д.</i> : Прямой метод интерпретации данных ВЭЗ по методу Шлумберге с использованием погруженных в воду приборов	101

**DEEP SEISMIC SOUNDING
IN THE EASTERN PART OF THE PANNONIAN BASIN ALONG
THE INTERNATIONAL PROFILE XI
FOR THE INVESTIGATION OF THE EARTH'S CRUST,
CONDUCTED BY HUNGARIAN AND ROUMANIAN PARTIES
IN CO-OPERATION**

P. CONSTANTINESCU*, E. MITUCH**, K. POSGAY**,
F. RADULESCU*

Introduction

The sections of the international Earth's crust profiles within the frontiers of the different countries are connected by co-operation measurements near the frontier. By means of these measurements it is possible to correlate and uniformly interpret the boundaries of the respective profile sections (MITUCH, 1968; SUBBOTIN et al, 1970).

In 1973, Hungarian and Roumanian geophysicists carried out such joint seismic measurements along the XI international profile (Fig. 1). The measured section of the profile fell between Hotar (Roumania) and Nagyrábé (Hungary). According to the coordinated plan there were two shotpoints on the line: one of them in the proximity of Hotar, the other of Nagyrábé, with a distance of 71 km between them. Observations along the profile were continuous—not regarding several interruptions.

Observation on the Hungarian side was carried out by two equipments, one with digital (SDT-2) and one with analog recording on magnetic tape (SZM-26+6), using 5 cps geophones. On the Roumanian side an analog equipment type POISK-K.M.P.V. was used with 10 cps geophones. Geophone spacing on either sides was 100 m.

Characteristics of the waves

In course of the measurements arrivals were obtained from the crystalline basement (P_0^K), from three intermediate boundaries (P_1^K, P_2^K, P_3^K)— P_2^K corresponding probably to the Conrad discontinuity—and from the Mohorovičić discontinuity (P^M ; Fig. 2).

Waves P_0^K are regarded as refracted waves, whereas waves P_1^K, P_2^K, P_3^K may be both refracted and reflected ones, since the broken time-distance curves do not allow the exact determination of their nature. Waves P^M are probably all reflected even beyond the critical distance. This is suggested by the curvature of the time-distance curves.

* Institutul de Geologie si Geofizica, Bucuresti

** Hungarian Geophysical Institute Roland Eötvös

Manuscript received: 5, 3, 1975

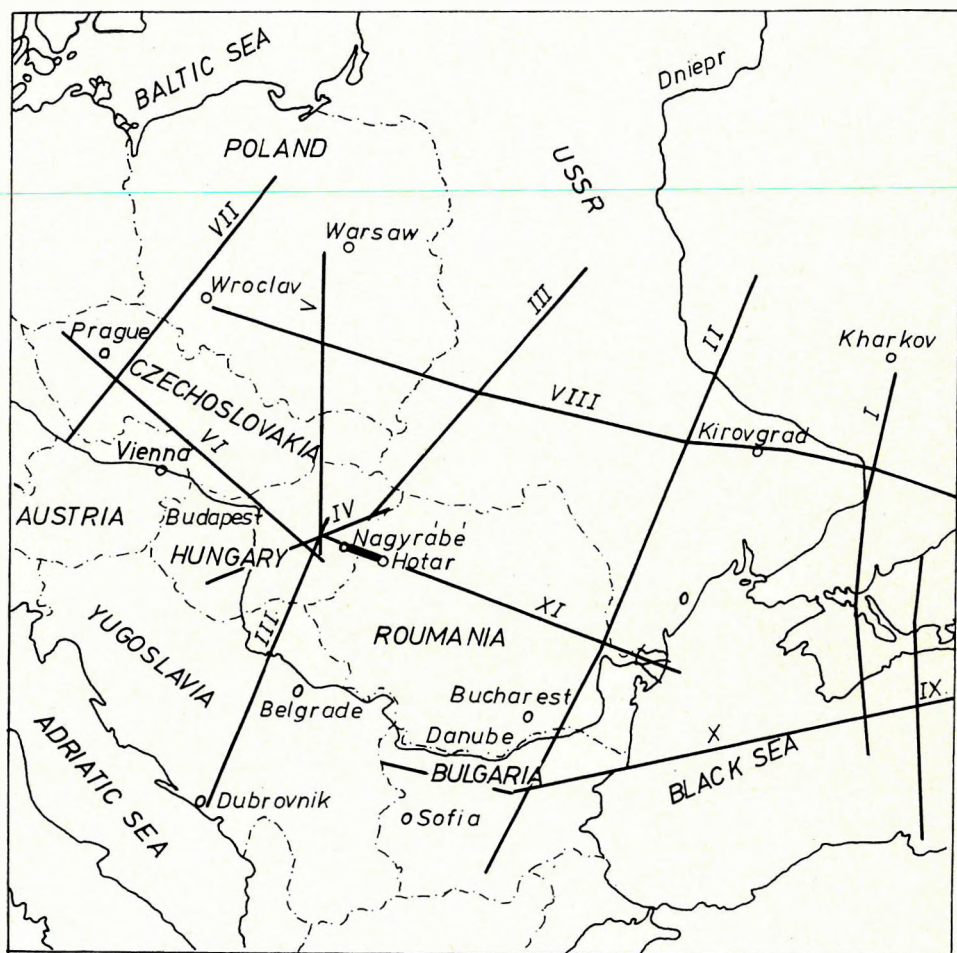


Fig. 1. Plan of the international Earth's crust profiles

1. ábra. A nemzetközi földkéregkutató vonalak helyszínvázlata

Рис. 1. План международного профиля по глубинному сейсмическому зондированию земной коры

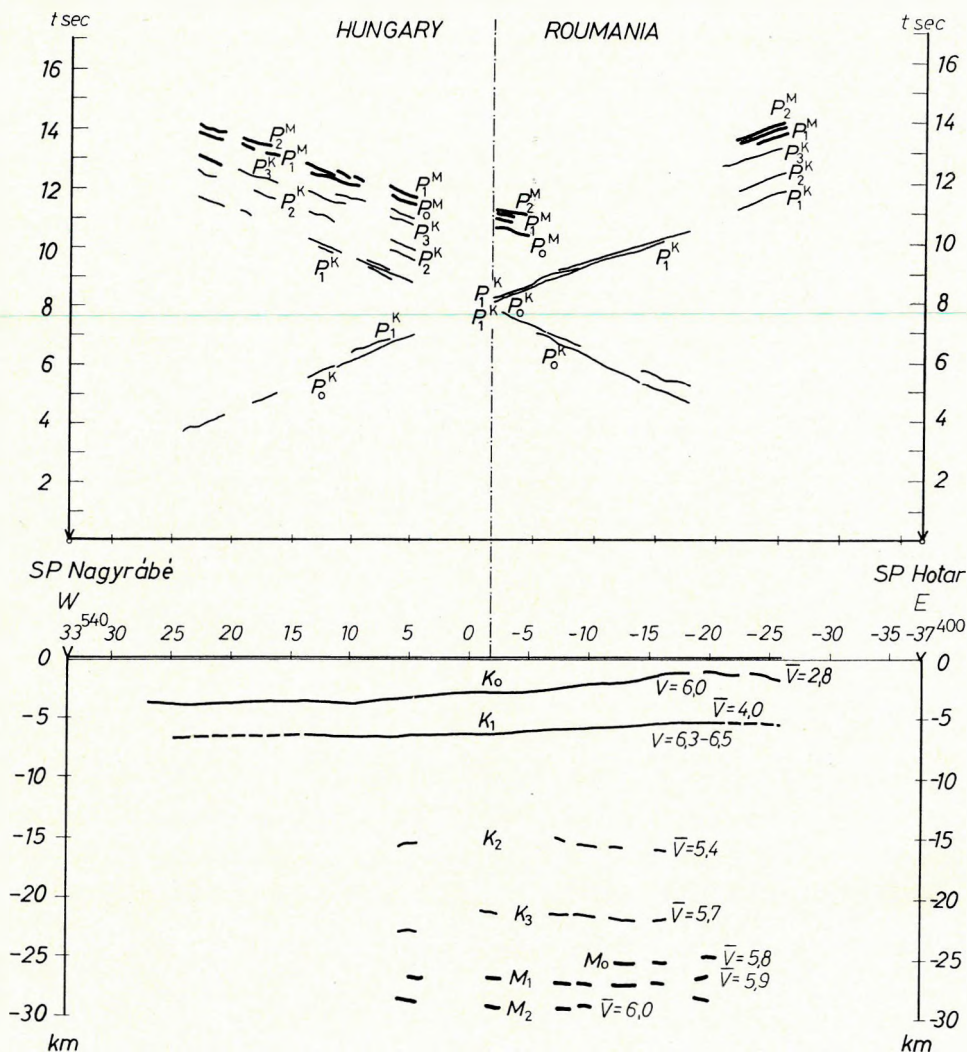


Fig. 2. Time-distance curve and section along a part of the international profile XI between Hotar and Nagyrábé

— · — · — · — · — · — Hungarian-Roumanian frontier

V boundary velocity in km/sec

 \bar{V} average velocity in km/sec

³³⁵⁴⁰, ³⁷⁴⁰⁰ picket numbers refer to shotpoint distances: 33540 m resp. 37400 m

2. ábra. A XI. nemzetközi földkéregkutató vonal Hotar—Nagyrábé közé eső szakaszának út—időgörbéje és szelvénye

— · — · — · magyar—román országhatár

V határsebesség km/sec-ban

 \bar{V} átlagsebesség km/sec-ban

33⁵⁴⁰, 37¹⁰⁰ karószámok, robbantópont távolságokat jelentenek: 33 540 m, illetve 37 400 m

Рис. 2. Годограф и разрез по участку международного профиля ГСЗ № XI между населенными пунктами Хотар и Надрабе

Waves P^M appear as usual in two groups (P_1^M, P_2^M), where generally the energy of the second wave-group is greater (Fig. 3). At certain places there is one more wave (P_0^M) preceding the wave P_1^M , which comes probably also from the Mohorovičić discontinuity and seems to indicate the upper boundary of the transitional zone (Fig. 4).

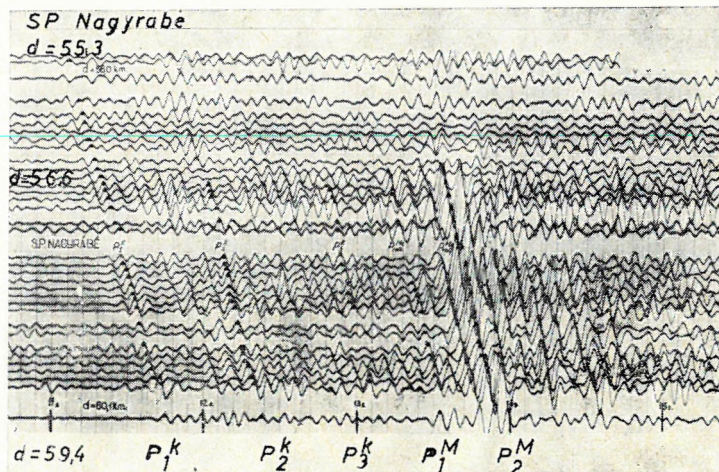


Fig. 3 Arrivals $P_1^K, P_2^K, P_3^K, P_1^M, P_2^M$ recorded from shotpoint Nagyrábé

3. ábra. A nagyrábéi robbantópontból készült felvétel $P_1^K, P_2^K, P_3^K, P_1^M, P_2^M$ beérkezésekkel

Рис. 3. Отражения $P_1^K, P_2^K, P_3^K, P_1^M, P_2^M$, полученные при взрыве в пункте взрыва Надьрабэ

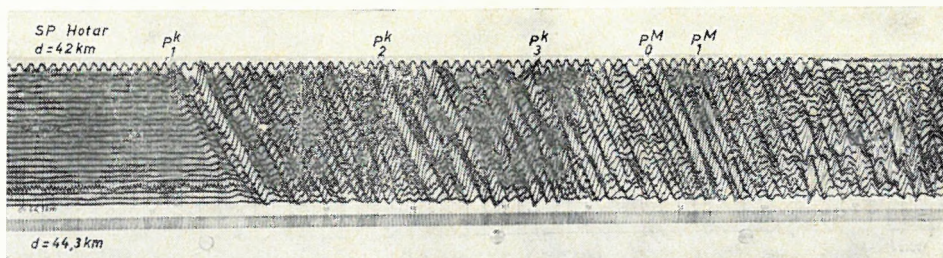


Fig. 4 Arrivals $P_1^K, P_2^K, P_3^K, P_0^M, P_1^M$ recorded from shotpoint Hotar

4. ábra. A hotari robbantópontból nyert felvétel a $P_1^K, P_2^K, P_3^K, P_0^M, P_1^M$ beérkezésekkel

Рис. 4. Отражения $P_1^K, P_2^K, P_3^K, P_0^M, P_1^M$, полученные при взрыве в пункте взрыва Хотар

It should be observed, that on the records from shotpoint Hotar, reflections from the Mohorovičić discontinuity appear even within the critical distance and can be followed from 33.5 km onward (Fig. 2). On the records from shotpoint Nagyrábé, reflections from the Mohorovičić discontinuity appear abruptly, with high energy at the critical distance (56.6 km; Fig. 3).

Waves P_2^K do not appear continuously and usually have low energy. Therefore their tracing is questionable (Figs. 3 and 5). The above phenomenon leads to the con-

clusion, that the Conrad discontinuity (if waves P_2^K can be related to it) does not represent such a sharp boundary, as in other parts of the profile (as e.g. in the foreland of the Carpathian Mountains and in the area of the Transylvanian depression).

Noteworthy is the very high-intensity multiple (reflected-refracted) P_{mult} wave seen on Fig. 6, which can be traced from 36 km to 49 km. The time-distance curve of these arrivals is parallel to that of the primary, which proves decisively their multiple character.

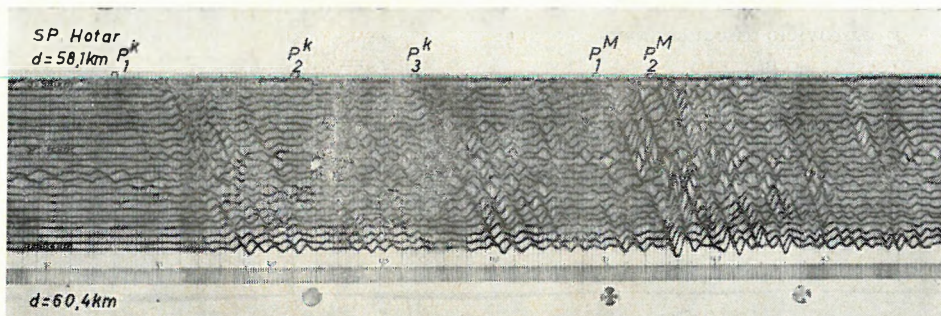


Fig. 5 Arrivals P_1^K , P_2^K , P_3^K , P_1^M , P_2^M recorded from shotpoint Hotar

5. ábra. A hotari robbantópontból készült felvétel a P_1^K , P_2^K , P_3^K , P_1^M , P_2^M beérkezésekkel
 Рус. 5. Отражения P_1^K , P_2^K , P_3^K , P_1^M , P_2^M , полученные при взрыве в пункте взрыва Хотар

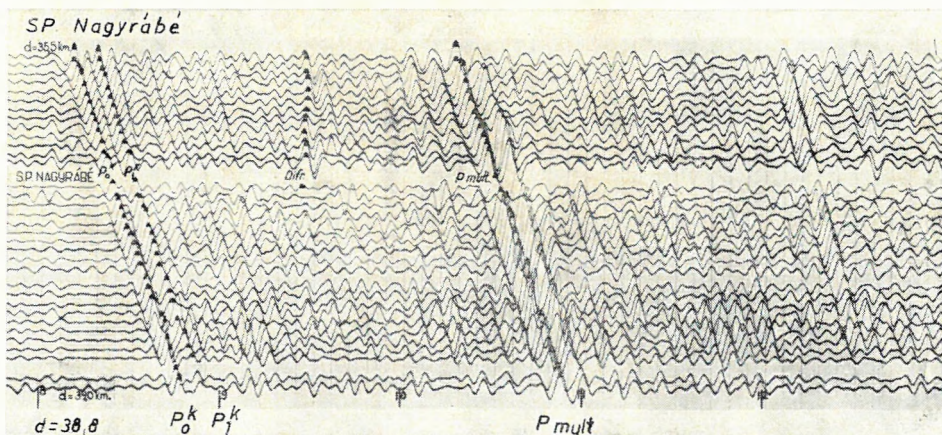


Fig. 6 Multiple arrivals recorded from shotpoint Nagyrábé

6. ábra. A nagyrábéi robbantópontból készült felvétel a többszörös (P_{mult}) beérkezéssel

Рус. 6. Кратные отражения, полученные при взрыве в пункте взрыва Надьрабе

Discussion

A section of the crust as constructed from the recorded wave-groups is presented on Fig. 2. Here the boundaries K_0 and K_1 have been plotted from the arrivals P_0^K and P_1^K by the isochron technique. The presumably reflected arrivals were con-

structed by the circle-segment method of PUZIREV to produce segments of the reflective horizon.

The individual boundaries were plotted with the following vertical velocities:

crystalline basement (K_0) $\bar{V} = 2.8$ km/sec

intermediate boundaries:

K_1 $\bar{V} = 4.0$ km/sec

K_2 $\bar{V} = 5.4$ km/sec

K_3 $\bar{V} = 5.7$ km/sec

Mohorovičić discontinuity

M_0 $\bar{V} = 5.8$ km/sec

M_1 $\bar{V} = 5.9$ km/sec

M_2 $\bar{V} = 6.0$ km/sec

It can be seen on the section, that the deep horizons dip somewhat to East, in contrary to the topography of the crystalline basement.

The thickness of the crust—regarding the continuous boundary M_1 —averages up to 27 km. Such a thickness corresponds to the values obtained so far for the Pannonian basin. The depth of the horizon M_2 calculated from P_2^H is larger by 2 to 2.5 km than that of M_1 .

The structure of the Earth's crust along the investigated profile shows a similar character to the picture obtained for the Pannonian basin (MITUCH, 1968).

REFERENCES

- MITUCH E., 1968: The results of seismic measurement carried out on the Hungarian sections of the international crustal investigation profiles
Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. Tom. 3
- SUBBOTIN, S.—SOLLOGUB, V. B.—PROSEN, D.—DRAGAŠEVIĆ, T.—MITUCH, E.—POSGAY, 1970: Regularities of the Mohorovičić discontinuity in the Carpatho-Balkan region and some neighbouring territories
Zavod za Geološka i Geofizička Instraživanja, Ser. C. No 8—9

P. CONSTANTINESCU, E. MITUCH, K. POSGAY, F. RADULESCU

MAGYAR—ROMÁN KÖZÖS SZEIZMIKUS MÉLYSZONDÁZÁS A PANNON-MEDENCE K-I RÉSZÉBEN A XI. NEMZETKÖZI FÖLDKÉREGKUTATÓ VONAL MENTÉN

1973-ban a XI. nemzetközi földkéregkutató vonal mentén magyar és román mérőcsoportok közösen végeztek szeizmikus mélyszondázást a földkéreg felépítésének megismerésére. A cikk ismerteti a XI. vonal Hotar (Románia)—Nagyráb (Magyarország) közötti szakaszán végzett közös mérés eredményeit.

П. КОНСТАНТИНЕСКУ—Э. МИТУХ—К. ПОШГАЙ—Ф. РАДУЛЕСКУ

ГЛУБИННОЕ СЕЙСМИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ В ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ПАННОНСКОГО БАСЕЙНА ПО XI МЕЖДУНАРОДНОМУ ПРОФИЛЮ С ЦЕЛЬЮ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ, ПРОВЕДЕННОЕ СОВМЕСТНОЙ ВЕНГЕРСКО-РУМЫНСКОЙ ЭКСПЕДИЦИЕЙ

В 1973 г. венгерской и румынской полевыми партиями проводились совместные работы по глубинному сейсмическому зондированию по международному профилю ГСЗ № XI для изучения строения земной коры. В настоящей работе описываются результаты совместно проведенных наблюдений по участку профиля между населенными пунктами Хотар (Румыния) и Надьрабе (Венгрия).

MIT REFLEXIONSMESSUNGEN BESTIMMTE HORIZONTE UND GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG IN DER ERDKRUSTE UND IM ERDMANTEL

K. POSGAY*

In den vergangenen Jahren hat das Geophysikalische Institut Roland Eötvös Reflexionsmessungen in der ungarischen Tiefebene zwecks Studium der Erdkruste und des Mantels durchgeführt. In diesem Artikel werden die ersten Resultate der Untersuchungen veröffentlicht.

Bei den Messungen wurde eine spezielle 24-kanalige, seismische Digitalapparatur angewandt, die mit Hilfe der Ungarischen Akademie der Wissenschaften für diese Versuche im Eötvös-Institut entwickelt wurde (POSGAY, KORVIN, VINCZE, 1970). Es wurden polnische Seismometer vom Typ NC-2 benutzt, die eine Eigenfrequenz von 2,6 Hz und eine Empfindlichkeit von 0,4 V/cel haben.

Die Messungen wurden zwischen Debrecen und Szolnok, neben Karcag durchgeführt. Die Messanordnung wurde nach dem Stapelungssystem durchgeführt, so dass von demselben Reflexionselement eine sechszehnfache Überdeckung erreicht wurde. Als Energieanregung dienten Bohrlochsprengungen. In einem Feuer wurden 200—400 kg Ladung versprengt. Die Distanz zwischen den Seismometern betrug 100 m. Die Mitteilung des Sprengbefehls und des Abrissmomentsignals — zwischen Sprengpunkt und Aufnahmeapparat — erfolgte über Rundfunk, mit einem speziell entwickelten Kodiergerät.

Die Seismogramme wurden im Rechenzentrum des Eötvös-Institutes mit einem Rechner Minsk-32 verarbeitet. Die speziellen Periferien und die Rechenprogramme wurden gleichfalls im Eötvös-Institut entwickelt.

Auf dem groben Seismogrammprofil erkennt man nur schwache Reflexionen. Die stärksten Wellen des Bildes sind jene, die in den oberen, jungen Sedimenten mit einem sich beugenden Strahlenweg auf die Erdoberfläche zurückkehren, dort lassen sie sich reflektieren, und danach wiederholt sich der Prozess. Es war die Aufgabe der Bearbeitung, die schwächeren Reflexionen aus dem starken Störwellenpegel herauszuheben.

Die statischen Korrekturen wurden aufgrund von Erdölprospektionsmessungen (MURAVINA, NAGYNÉ, ÚJFALUSY, 1965) berechnet. Das Geophysikalische Unternehmen des Ungarischen Erdöltrustes hatte vorher seismische Reflexions-Refraktions- und Bohrlochmessungen durchgeführt. Mit Hilfe der Angaben des Berichtes wurde die Mächtigkeitsänderung der jungen Sedimente (ca. 1 km) in Korrektur genommen.

Für die Entfernung der Störwellen wurde zweidimensionale Filterung in zwei Etappen angewendet. So gelang es, dass man auf einer Länge von 50—65% entlang der Laufzeitkurven der besseren Reflexionshorizonte markierbare Reflexionen feststellen konnte. Es war aufgrund der Resultate möglich, ein gut interpretierbares Constant-Velocity-Scan-Bild herzustellen.

* Ungarisches Geophysikalisches Institut Roland Eötvös Manuskript eingegangen am 25. 2. 1975

Es konnten aus der Erdkruste 3, bei der Mohorovičić-Diskontinuität 2 und im Erdmantel 7 Reflexionshorizonte und zwischen diesen auch Intervallgeschwindigkeiten bestimmt werden (Abb. 1.). Bei den Berechnungen wurde die durch die Brechung des Strahlenweges verursachte Geschwindigkeitserhöhung berücksichtigt. Die korrigierte Durchschnittsgeschwindigkeitskurve und die Intervallgeschwindigkeitskurve ist auf der Abbildung mit ausgezogenen Linien, die Durchschnittsgeschwindigkeitskurve ohne Korrekturen mit unterbrochenen Linien aufgezeichnet.

Die Bearbeitung der Resultate wurde bei 5 Sekunden begonnen. Man kann die Intervallgeschwindigkeit von 6,36 km/s der oberen Schichten als Annäherungswert betrachten. Es ist interessant, dass die vertikalen Intervallgeschwindigkeiten der unteren Erdkruste und der Mohorovičić-Diskontinuität grösser sind als die durch Erdkrustenforschungen bestimmten Grenzgeschwindigkeiten (Митух, Пошгаи, 1971), und dass die unterste Schicht der Erdkruste eine Geschwindigkeitsverringering zeigt.

Man darf vielleicht bei der Beurteilung der höheren vertikalen Intervallgeschwindigkeitswerte an eine Geschwindigkeitsanizotropie denken. Es sei als Beispiel erwähnt, dass HESS (1964) im nordöstlichen Teil des Stillen Ozeanes festgestellt hat, dass in ostwestlicher Richtung die Mohorovičić-Diskontinuität mit einer Grenzgeschwindigkeit von 8,6 km/s auftritt, gegenüber dem Wert 8 km/s in nordsüdlicher Richtung.

Natürlich soll ebenso in Betracht gezogen werden, dass die Störungswellen in diesem Zeitraum sehr stark waren und diese konnten eventuell die Ergebnisse verfälschen.

Die Mohorovičić-Diskontinuität tritt in diesem Gebiet mit zwei benachbarten Reflexionshorizontgruppen auf, wie dies schon früher bestimmt wurde (Митух, Пошгаи, 1967).

Die Inverszone über die Mohorovičić-Diskontinuität ergänzt sehr gut die bisherigen Kenntnisse (R. MEISSNER 1967, 1973; DOHR, FUCHS 1967; DAVYDOVA et al. 1972).

Es ist wahrscheinlich, dass zur Mohorovičić-Diskontinuität auch eine — in physikochemischer Hinsicht — instabile Zone gehört. Man könnte sich vorstellen, dass diese Zone zunächst mit einer Geschwindigkeitsverringering beginnt. Nach einigen Kilometern lassen sich bereits härtere Bänke feststellen, welche lamellenartige Struktur zeigen. Mit zunehmender Tiefe wird die Geschwindigkeit der härteren Bänke charakteristisch für die Schichtenfolge. Die geschilderte Vorstellung soll noch mit weiteren Untersuchungen erhärtet werden, weil das Zeitintervall der Geschwindigkeitsverringeringzone klein ist, und die bestimmte Intervallgeschwindigkeit fehlerhaft sein kann.

Die bei der 12,16 und 14,5 Sekunde beobachteten Reflexionen lieferten am sichersten bestimmbare Durchschnittsgeschwindigkeiten (Abb. 2.). Es gab zwischen diesen reflektierenden Horizonten die grösste Intervallgeschwindigkeit mit einem Wert von 9,1 km/s, in einer Tiefe von 40—50 km. Dieser Wert stimmt gut mit den in der Literatur nachlesbaren Angaben über die Horizontalgeschwindigkeit überein (Сибботин, Наумчик, Рахимова, 1968; Косминская, 1966.)

Eine mächtige Geschwindigkeitsinversionszone beginnt in einer Tiefe von 57 km. Von hier bis zu einer Tiefe von 96 km, von wo die tiefste Reflexion erhalten wurde, ist die Intervallgeschwindigkeit nahezu gleichbleibend. Man kann diese Zone als LVL (GUTENBERG, 1948) interpretieren. Bisztricsány und Egyed haben im Karpatenbecken aus seismologischen Daten die Tiefe der LVL auf 75,5 km bestimmt (BISZTRI-

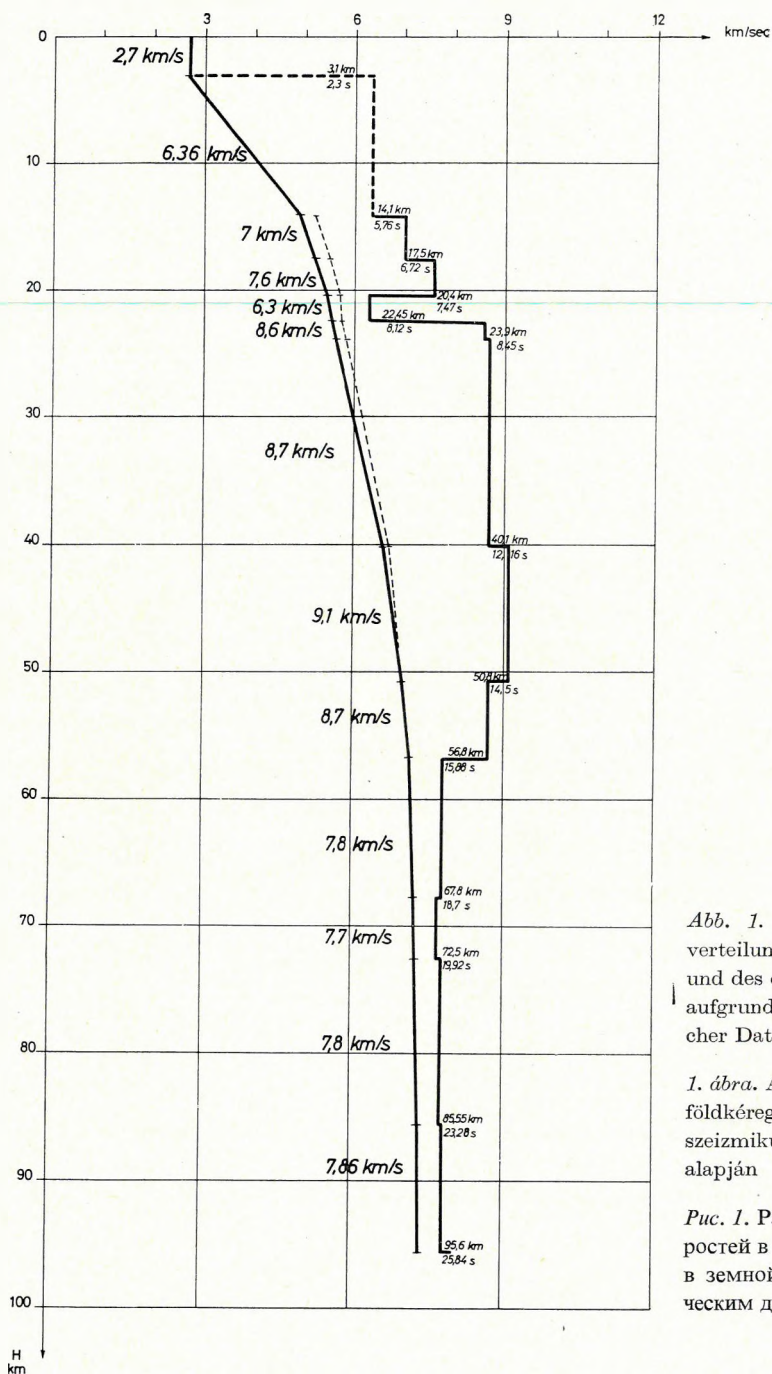


Abb. 1. Geschwindigkeitsverteilung der Erdkruste und des oberen Erdmantels aufgrund reflexionsseismischer Daten

1. ábra. A felső köpeny és a földkéreg sebességeloszlása szeizmikus reflexiós adatok alapján

Рис. 1. Распределение скоростей в верхней мантии и в земной коре по сейсмическим данным МОБ

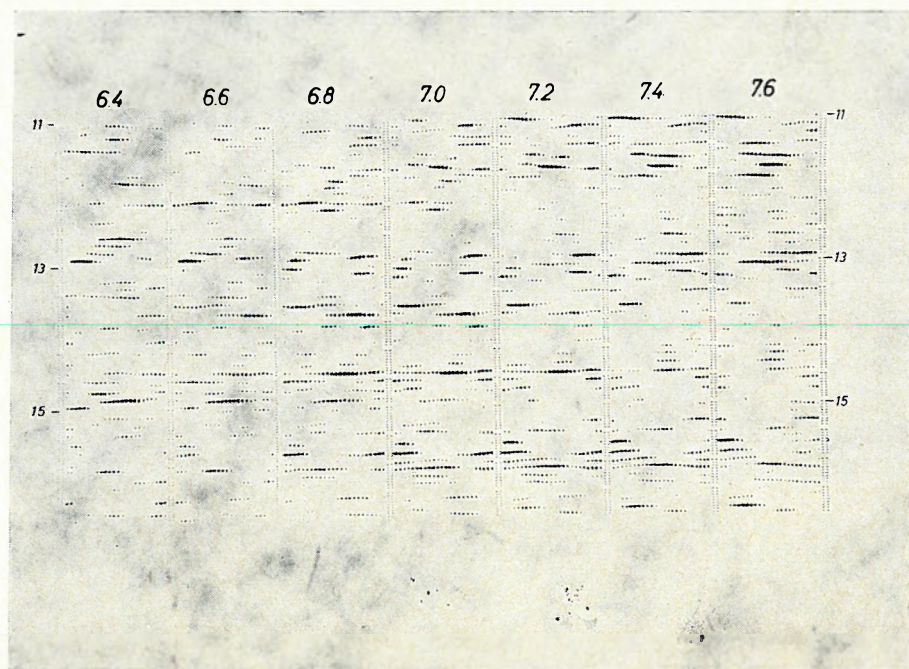


Abb. 2. Constant-Velocity-Scan-Bild zwischen 11 und 16 Sekunden. Die bei 12, 16 und 14,5 Sekunden beobachteten Reflexionen lieferten am sichersten bestimmbare Durchschnittsgeschwindigkeiten. Die LVL meldet sich zuerst bei 15,88 Sekunden

2. ábra. Konstans sebességeloszlás 11—16 sec között. A 12, 16 és 14,5 sec-nál észlelt reflexiók szolgáltatták a legbiztosabban meghatározható átlagsebességeket. A kisebbességű zóna először 15,88 sec-nál jelentkezett

Рис. 2. Константное распределение скоростей в интервале времен от 11 до 16 сек. Наиболее достоверно определяемые средние скорости получены по отражениям, записанным на временах 12, 16 и 14,5 сек. Зона пониженных скоростей впервые появляется на времени 15,88 сек

CSÁNY, EGYED, 1973; BISZTRICSÁNY, 1974). Die Autoren haben die Tiefe aus den Messergebnissen vieler Erdbeben berechnet. Dieser Wert kann als Durchschnittswert für ein grösseres Gebiet aufgefasst werden, und die Übereinstimmung der seismologischen und seismischen Angaben ebenso beurteilt werden, wie es damals mit den Mohorovičić-Tiefendaten interpretiert wurde (MITUCH, POSGAY, SÉDY, 1964). Der Tiefenwert von 57 km erhärtet auch die Auffassung von ÁDÁM (1970). Er nahm an, dass die gutleitende Schicht auch mit dem LVL korreliert. Er hat aus magnetotellurischen Messungen mit zwei Komponenten die Tiefe auf 40 km und 80 km bestimmt. Wegen der Anisotropie streuten diese Daten. Die durchschnittliche Dicke der gutleitenden Schicht beträgt in Europa ca. 50 km (FOURNIER, ÁDÁM, DE MIGUEL, SANCLEMENT, 1971).

Ich möchte noch erwähnen, dass ich über andere Reflexions-Tiefensondierungs-Daten bis in die Tiefe der LVL nicht verfüge, deshalb können diese Resultate vorläufig noch nicht als absolut zuverlässig angenommen werden. In Ungarn planen wir weitere Untersuchungen. Wir möchten sehen, welche Reflexionshorizonte sich

verfolgen lassen. Mit der Publikation dieser Resultate möchten wir dazu anregen, dass man sich in anderen Gebieten gleichfalls mit Reflexions-Tiefensondierungen befasst. Ich nehme an, solche Ergebnisse werden bei der Beurteilung der Globaltektonik-Hypotesen sehr aufschlussreich sein (SZÁDECZKY-KARDOSS E. 1974).

Ich möchte mich bei E. Mituch und dr. T. Bodoky, sowie I. Petrovics, G. Korvin und E. Drahos bedanken, die einerseits bei der Leitung und Organisation der Feldmessungen, andererseits bei der Anfertigung der Rechenprogramme und bei der Bearbeitung der Seismogramme im Rechenzentrum eine wertvolle Arbeit und Hilfe geleistet haben.

LITERATUR

- ÁDÁM A., 1970: A földi elektromágneses tér szerepe a Föld belső szerkezetének kutatásában. MTA X. Osztályának Közleményei. 4. Budapest. 385–417.
- E. BISZTRICSÁNY, 1974: The depth of the LVL in Europe and in some adjacent regions. *Geofizikai Közlemények XXII*. Budapest. 61–68.
- E. BISZTRICSÁNY, L. EGYED, 1973: The determination of LVL depth from data of closely spaced seismological stations. *Geofizikai Közlemények XXI*. 1–4. Budapest. 83–85.
- N. I. DAVYDOVA, I. P. KOSMINSKAYA, N. K. KAPUSTIAN and G. G. MICHOTA, 1972: Models of the Earth's Crust and M-Boundary. *Zeitschrift für Geophysik*. Band 38. S. 369–393.
- G. DOHR, K. FUCHS, 1967: Statistical evaluation of deep crustal reflections in Germany. *Geophysics*, Vol XXXII, No. 6, pp. 951–967.
- H. G. FOURNIER, A. ÁDÁM, L. DE MIGUEL, E. SANCLEMENT, 1971: Proposal for a first upper mantle magnetotelluric E–W profil across Europe. *Acta Geodetica, Geophysica et Montanistica Academiae Scientiarum Hungaricae*. 6 pp, 459–477.
- B. GUTENBERG, 1948: On the layer of relatively low wave velocity at a depth of about 80 kilometers. *Bull. Seism. Soc. Am.* 38. 121–148.
- H. H. HESS, 1964: Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans. *Nature* 203. 629.
- И. П. КОСМИНСКАЯ, 1966: Современные проблемы глубинного сейсмического зондирования. *Геофизический сборник* 15. Киев. Ст. 36.
- R. MEISSNER, 1967: Exploring deep interfaces by seismic wide angle measurements. *Geophysical Prospecting*. Vol. XV, No. 4, pp. 598–617.
- R. MEISSNER, 1973: The “Moho” as a transition zone. *Geophysical Surveys* 1, pp. 195–216.
- MITUCH E.–POSGAY K.–SÉDY L., 1964: Szélesszögű reflexiók alkalmazása a kéregkutatásban. *Geofizikai Közlemények XIII*. 2, 209.
- E. МИТУХ, К. ПОФРАЙ, 1971: Строение земной коры центральной и юго-восточной Европы; Венгерская Народная Республика. *Наукова Думка*. Киев. 118–130.
- E. МИТУХ, К. ПОШГАЙ, 1967: Результаты исследования земной коры на венгерских участках международных профилей. *Геофизические исследования строения земной коры юго-восточной Европы*. № 5. Издательство «Наука», Москва. Ст. 39.
- MURAVINA L.–NAGY ZNÉ-ÚJFALUSSY A., 1965: 83. sz. jelentés az 1958–62. években a Hajdúszoboszló–Nyírség kutatási területen végzett refrakciós mérések eredményeiről. OKGT Adattár.
- K. POSGAY–G. KORVIN–J. VINCZE, 1970: Concepts of seismic digital instrumental and methodological development in the ELGI. *Geofizikai Közlemények (Geophysical Transactions) XX*. 1–2 Budapest
- SZÁDECZKY-KARDOSS ELEMÉR, 1974: *Geonómia*. MTA Geokémiai Kutató Laboratórium előkiadása.
- С. И. СУББОТИН, Т. Л. НАУМНИК, И. Ш. РАХИМОВА, 1968: Мантия земли и тектогенез. *Наукова Думка*. Киев. Ст. 26.

POSGAY KÁROLY

REFLEXIÓS MÉRÉSEKKEL MEGHATÁROZOTT FELÜLETEK
ÉS SEBESSÉGELOSZLÁS A FÖLDKÉREGBEN ÉS KÖPENYBEN

Az elmúlt években az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet a magyar Alföldön reflexiós méréseket végzett a földkéreg és köpeny tanulmányozására.

A méréseket számjegyes regisztrálású műszerrel végeztük. Dinamikatartománya és a számítógépes feldolgozás segítségével sikerült a földkéregből és a felsőköpenyből reflexiókat meghatározni, bár szintjük általában lényegesen kisebb volt, mint a velük egy időben regisztrált felszínközeli hullámoké. A reflektáló szintek közötti intervallum sebességét is számítottuk. A Mohorovičić diszkontinuitás felett közvetlenül 6,3 km/s sebességű inverz zóna tételezhető fel. A Mohorovičić-diszkontinuitás alatt közel 20 km-re már 9 km/s intervallumsebesség adódott. Az eredményekből 57 km-ben újabb sebességsökkenésre lehet következtetni, mely 96 km mélységben meghatározott legmélyebb reflexiónál még szintén feltételezhető volt. Valószínűnek tartjuk, hogy a mérési területen az alacsony sebességű csatorna (*LVL*) felső határa 57 km körül helyezkedik el.

K. POSGAY

DETERMINATION OF BOUNDARIES AND VELOCITY DISTRIBUTION
IN THE EARTH'S CRUST AND THE UPPER MANTLE
BY REFLEXION MEASUREMENTS

In the last few years the Hungarian "Roland Eötvös" Geophysical Institute carried out reflexion measurements on the Great Hungarian Plain in order to investigate the earth's crust and the upper mantle. The dynamic range of the digital equipment used for the measurements permitted to enhance deep reflection signals of low amplitudes from below the level of near-surface waves by the aid of computer processing. The measurements led to the determination of many reflecting horizons and interval velocities between them. It can be induced that the Mohorovičić discontinuity is directly overlain by an inverse zone of 6.3 km/s velocity. By approximately 20 km below the Mohorovičić discontinuity velocity increases as high as 9.1 km/s. The low velocity layer (*LVL*) is in a depth of 57 km. The velocity inversion could be followed down to the deepest reflecting horizon detected by the measurements at a depth of 96 km.

К ПОШГАЙ.

ГОРИЗОНТЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В ЗЕМНОЙ КОРЕ
И В МАНТИИ ПО ДАННЫМ МЕТОДА ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН

За последние годы Венгерским геофизическим институтом им. Этвеша были проведены сейсмические работы методом отраженных волн для изучения строения земной коры и мантии в районе Большой Венгерской низменности. Динамический диапазон применявшейся в процессе работ цифровой сейсмостанции дал возможность выделить в результате обработки данных на ЭВМ глубинные отражения небольшой амплитуды на фоне волн, распространяющихся вблизи дневной поверхности. Выделен ряд отражающих горизонтов и определены интервальные скорости между ними. Результаты позволяют судить о наличии зоны инверсии скоростей, характеризующейся скоростью 6,3 км/сек и перекрывающей непосредственно раздел Мохоровичича. Примерно на 20 км глубже этого раздела скорость увеличивается до 9,1 км/сек. Глубина залегания зоны пониженных скоростей Гутенберга составляет 57 км. Инверсия скоростей прослеживается до самого глубокого горизонта залегающего на глубине, равной 96 км.

POSSIBLE VARIATIONS OF THE MOMENTUM OF INERTIA AND OF THE ELLIPTICITY OF THE EARTH DURING THE LAST FIVE HUNDRED MILLION YEARS

P. VARGA*

Secular variations in the rate of rotation of the Earth are mainly due to the effect of the Moon and the Sun. The tidal bulge brought about by these celestial bodies decelerates the rotation of our planet around its axis in case of the solid Earth and the oceans, while atmospheric tide has an accelerating effect. This latter phenomenon is only partially of gravitational origin, the main factor causing it is the semi-diurnal thermal wave aroused by the Sun, whose effect is greatly magnified by the characteristic vibration of near 12 hrs. period of the Earth's atmosphere. The atmospheric semi-diurnal tide is of positive phase-lag, i.e. it brings about an accelerating moment. According to our recent knowledge the variations of rate of rotation of the Earth around its axis are mostly due to oceanic tides. The tide of the solid Earth plays only a subordinate role, for the phase differences determined at the majority of stations recording tidal phenomena usually do not exceed $-0,4^\circ$, which corresponds to a delay of appr. $1,0^\circ$ of the tidal bulge.

Oceanic tides cannot be investigated without reliable cotidal maps. Since up to now no such maps have been available, the effect of the seas could not have been exactly accounted for.

According to the principle of conversation of momentum:

$$I \cdot \omega + \frac{M \cdot m}{M + m} \cdot c^2 \cdot n + \frac{(M + m)m_{\odot}}{M + m + m_{\odot}} c^2_{\odot} n_{\odot} = \text{const.} \quad (1)$$

In Eq. (1):

- I = the polar momentum of inertia of the Earth,
- ω = velocity of rotation of the Earth,
- n, n_{\odot} = orbital velocity of the Moon and Sun, resp.,
- M, m, m_{\odot} = mass of the Earth, Moon and Sun, resp.,
- c = Earth-Moon distance,
- c_{\odot} = Earth-Sun distance.

Applying Kepler's law for the Moon:

$$n^2 c^3 = f(M + m),$$

f being the gravitational constant. Denoting the Ephemeris Time by t :

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{c}{n} \frac{dn}{dt} \quad (2)$$

* Roland Eötvös Geophysical Institute
Manuscript received: 26, 8, 1974

and, because of

$$m \cdot n^2 \cdot \left(c \frac{M}{M+m} \right) = f \frac{mM}{c^2},$$

substituting Eq. (2) into Eq. (1) yields (if M , m and m_{\oplus} are constants):

$$\frac{d(I \cdot \omega)}{dt} = \frac{1}{3} \left(\frac{m \cdot M}{M+m} \cdot c^2 + \frac{m_{\oplus}(M+m)}{M+m+m_{\oplus}} \cdot c^2_{\oplus} \right) = N_{\oplus} \left(1 + \frac{N_{\oplus}}{N_{\oplus}} \right), \quad (3)$$

where N denotes momenta of the Moon and Sun, respectively. From astronomical data

$$\frac{d\omega}{dt} = -5,6 \cdot 10^{-22} \text{ sec}^{-2}.$$

Assuming that I does not depend on time, we obtain

$$I \frac{d\omega}{dt} = -4,49 \cdot 10^{23} \frac{\text{g} \cdot \text{cm}^2}{\text{sec}^2}.$$

Various authors have analyzed the growth rings of corals from different geological epochs and from that determined the former values of the velocity of rotation of the Earth. These findings are compiled in Table I, after a collection of papers ed. by RUNCORN (1970). It should be noted that the length of the year determined for the Devon has an error of appr. $\pm 5-7$ days.

According to this Table I it can be stated that $\frac{d\omega}{dt}$ have had a value similar to its present one during the past five hundred million years.

Table I

I. táblázat

Таблица I

Geological Epoch	Absolute Age 10 ⁹ years	Length of Day hours	Length of Year days	$\frac{d\omega}{dt} \cdot 10^{-22} \text{ sec}^{-2}$	Author (cited by RUNCORN, 1970)
Geológiai kor	Abszolút kor 10 ⁹ év	A nap hossza órákban	Év hossza napokban		Szerző (Runcorn 1970 cikkgyűjtemény alapján)
Геологический возраст	Абсолютный возраст 10 ⁹ лет	Продолжительность сутки в часах	Продолжительность года в днях		Авторы (по Ранкорнуе 1970)
Ordovician Ordovicium Ордовик	0,45	21,2	413,2	—6,78	Wells
Devonian Devon Девон	0,39	21,9	400,0	—5,68	Wells
Devonian Devon Девон	0,39	21,2	413,2	—7,82	Scrutton
Carboniferous Carbon Карбон	0,36	22,1	396,4	—5,52	Wells
Jurassic Jura Юра	0,09	23,5	372,8	—5,46	Barker

Using different cotidal maps KUZNETSOV (1972) succeeded in determining the values of $N_{\mathbb{C}} + N_{\mathbb{F}}$ and $N_{\mathbb{F}}/N_{\mathbb{C}}$. His results, which take into account the tide of the solid Earth as well, are as follows:

$$N_{\mathbb{C}} + N_{\mathbb{F}} = -7,0 \cdot 10^{23} \frac{\text{gcm}^2}{\text{sec}^2}; \quad N_{\mathbb{F}}/N_{\mathbb{C}} \approx 7,0 - 7,4.$$

From this, the Earth's tide is $-1,33 \cdot 10^{23} \frac{\text{gcm}^2}{\text{sec}^2}$. In what follows we will neglect the accelerating momentum of atmospheric tide which is appr. $+0,37 \cdot 10^{23} \frac{\text{gcm}^2}{\text{sec}^2}$

(HOLMBERG, 1952).

Using KUZNETSOV's data and assuming that $I = \text{const.}$, we obtain from Eq. (3)

$$\frac{d\omega}{dt} = -8,6 \cdot 10^{-22} \text{ sec}^{-2}$$

This value, however, does not agree with either recent or paleontological data. In order to set up again the balance of Eq. (3), we either have to assume some factor which would accelerate the rotation of the Earth at a rate of $2,5 \cdot 10^{-22} \text{ sec}^{-2}$, or the assumption about the independence on time of the momentum of inertia should be rejected. Since we do not know of any factor—apart from the atmosphere—accelerating the rotation of the Earth around its axis, the hypothesis of a constant momentum of inertia has to be ruled out. In this case, from Eq. (3)

$$\frac{dI}{dt} = \left[N_{\mathbb{C}} \left(1 + \frac{N_{\mathbb{F}}}{N_{\mathbb{C}}} \right) - I \frac{d\omega}{dt} \right] \cdot \omega^{-1} = -3,25 \cdot 10^{27} \frac{\text{gcm}^2}{\text{sec}},$$

implying that $0,45 \cdot 10^9$ years ago (Ordovician) the momentum of inertia of the Earth had been $8,5 \cdot 10^{44} \text{ gcm}^2$, as against its present value of $8,024 \cdot 10^{44}$. Obviously

the value of $\frac{dI}{dt}$ could not have been such large throughout the $5,0 \cdot 10^9$ years history of the Earth, since in that case some $(1,7 - 1,8) \cdot 10^9$ years ago our planet would have reached the state of instability. Indeed, for that time the value of I would be $9,7 \cdot 10^{44} \text{ gcm}^2$ which corresponds to the momentum of inertia of the homogeneous Earth.

Such a significant change of the momentum of inertia of the Earth during the past five hundred million years certainly must have been associated with a radial rearrangement of masses. In what follows we will try to estimate the degree of this rearrangement. Let us recall first of all Legendre's equation which assumes that our planet is, in its entirety, hydrostatically balanced.

According to this equation:

$$\frac{d\rho(r)}{dr} = -\frac{\beta^2}{4\pi f} g, \quad (4)$$

where $\rho(r)$ is density in function of the Earth's radius ($0 \leq r \leq a$, $a = 6371 \text{ km}$), g is gravitational acceleration, β is a constant of proportionality: $\beta = \beta(I, M, a)$. Equation (4) yields, upon integration, the function $\rho(r)$ independently of the elastic parameters $\lambda(r)$ and $\mu(r)$. Since we don't have any information on the value of these

parameters in the past geological ages we have found appropriate to use Legendre's equation even though we realize that the $\rho(r)$ function obtained might differ from the real density distribution. It is hoped that a comparison of models constructed by Eq. (4) using recent and past data would yield an estimate of the order of magnitude of the changes having occurred during the evolution of the Earth.

In our computations we started out from the recent and the Ordovician values of the momentum of inertia and determined the corresponding density functions $\rho(r)$ (Fig. 1). It has been assumed that the radius (a) and mass (M) of the Earth had not changed significantly in this period. As it is evident from the figure, the near-surface value of density has decreased during the past five hundred million years, materials of greater density have moved towards the centre of the Earth.

For a more detailed scrutiny of the possible variations of $\rho(r)$, some further assumptions have to be made. On the basis of the assumptions made above (about M and a being constant) it is reasonable to suppose that the density $\rho(0)$ in the centre of the Earth practically has not changed during the past $0,5 \cdot 10^9$ years. Possible variations of the elastic parameter $\lambda(r)$ do not affect significantly the results of the computations, so a recent $\lambda(r)$ function can be used for models of $0,5 \cdot 10^8$ years ago as well.

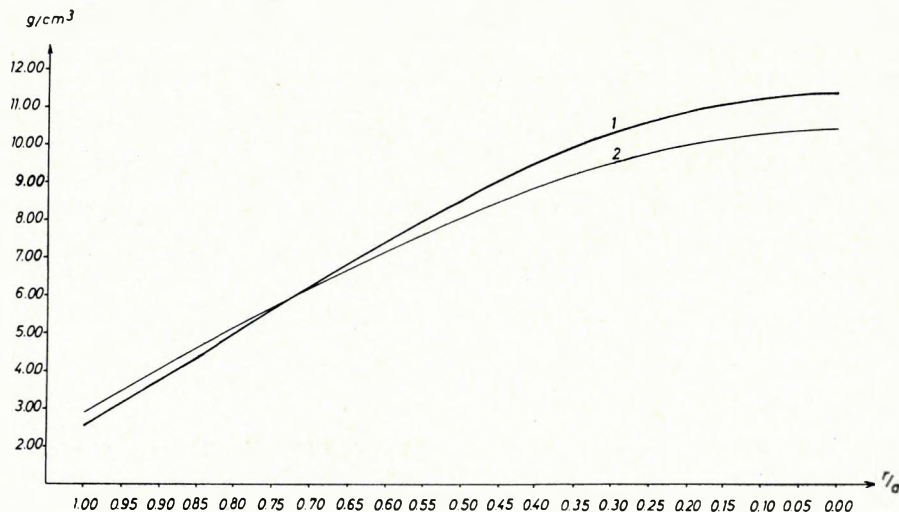


Fig. 1 Density distribution on the Earth, recently (1) and $0,5 \cdot 10^9$ years ago (2) according to Legendre's equation ($a = 6371$ km)

1. ábra. A föld sűrűségeloszlása jelenleg (1) és $0,5 \cdot 10^9$ évvel ezelőtt (2), Legendre képlete szerint ($a = 6371$ km)

Рис. 1. Распределение плотности Земли, в настоящее время (1) и $0,5 \cdot 10^9$ лет тому назад (2) по формуле Лежандра ($a = 6371$ км)

The function $\varrho(r)$ can be found from the following system of equations:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi\varrho(r) \cdot r^2, \quad (5)$$

$$\frac{dI(r)}{dr} = \frac{8\pi}{3} \varrho(r) \cdot r^4, \quad (6)$$

$$\frac{d\varrho(r)}{dr} = \frac{g(r) \cdot \varrho(r)}{\Phi(r)} \cdot \kappa(r), \quad (7)$$

where $\kappa(r)$ is a function characterizing the inhomogeneity; $\Phi(r) = \frac{K(r)}{\varrho(r)}$; $K(r) = \lambda(r) + \frac{2}{3} \mu(r)$. Using the expression $\kappa(r)$ given by MOLODENSKY (1953):

$$\kappa(r) = \frac{K(r)}{\lambda(r)},$$

Eq. (7) yields

$$\frac{d\varrho(r)}{dr} = -\varrho^2(r) \cdot g(r) \cdot \lambda^{-1}(r) \quad (8)$$

The solution of this problem would generally require the knowledge of the values of $I(a)$, $M(a)$ and $\varrho(a)$. In the present case, however, we do not know the value of $\varrho(a)$, and the exact position of the core-mantle boundary of $0.5 \cdot 10^9$ years ago is also unknown. Let us try to determine these unknown quantities from the above system of differential equations, making use of the conditions $\varrho(0) = \text{const}$, $M = \text{const}$, $\frac{d\lambda(r)}{dt} = 0$. Introducing the function

$$y(r) = \frac{4\pi f}{r^3} \int_0^r \varrho(r) \cdot r^2 dr,$$

we have

$$\varrho(r) = \frac{1}{3} \left[r \frac{dy(r)}{dr} + 3y(r) \right],$$

$$g(r) = r \cdot y(r)$$

and Eq. (8) becomes

$$\frac{d^2y(r)}{dr^2} + \frac{4}{r} \frac{dy(r)}{dr} + y(r) \cdot \left[r \frac{dy(r)}{dr} + 3y(r) \right] \frac{\varrho(r)}{\lambda(r)} = 0, \quad (9)$$

because of the continuity of $g(r)$ the function $y(r)$ is continuous at the core-mantle boundary and—for $y(0)$ has to be finite—at the centre of the Earth $\frac{dy(0)}{dr} = 0$.

At the Earth's surface obviously $y(a) = a \cdot g(a)$. Making use of these properties of the function $y(r)$ we have succeeded to determine $\rho(a)$ and the position of the core-mantle boundary for $0,5 \cdot 10^9$ years ago. Using a similar model and recent values of $M(a)$, $I(a)$ and $g(a)$ ($= 3,34 \text{ gcm}^{-3}$) MOLODENSKY (*op. cit.*) obtained:

$$\rho(0) = 12,58 \text{ gcm}^{-3}$$

core-mantle boundary = 0,55 Earth radius.

The solution of Eq. (9) is rendered difficult by the fact that $\frac{dy}{dr}$ as well as g/λ is discontinuous at the core-mantle boundary. To overcome this difficulty, computations has been performed as follows:

1. We solved numerically the differential equation (9), starting out from the centre of the Earth. Since the position of the core-mantle boundary is unknown, the computations were first performed up to the spherical boundaries $r/a = 0,60$; 0,55; 0,50, respectively.

2. Since $\frac{dy}{dr}$ is discontinuous at the boundary, we assumed the values $\frac{dy}{dr} = -5,0$; $-5,5$; $-6,0$; $-6,5$ and continued the integration of Eq. (9) up to the surface, making use of the respective values. Thus, we obtained 12 curves altogether which were then used to construct by means of interpolation the solution satisfying Eq. (6).

According to these computations, some $0,5 \cdot 10^9$ years ago, in the Ordovician, the near-surface density was $3,6 \text{ g/cm}^3$, the core-mantle boundary being at $0,58 r/a$.

Such significant variations of the angular velocity of the Earth should have changed the ellipticity of the Earth as well. Let us characterize the deformation of the Earth by the so-called secular Love number (MUNK, MACDONALD, 1960):

$$K_s = \frac{3fHI}{\alpha^5 \omega^2},$$

H being the dynamic ellipticity of the Earth. The ellipticity α deviates somewhat from that valid to a hydrostatically balanced Earth, but this deviation should not be considered as significant in the present case. So, our planet can be considered as a hydrostatical figure ($\alpha = 0,00335$).

Consequently

$$I = \frac{2}{3} \frac{Ma^2}{H} \left(\alpha - \frac{q}{2} \right); \quad q = \frac{\omega^2 a^3}{f \cdot M},$$

i.e.

$$K_s = \frac{2fM\alpha}{a^3 \omega^2} - 1. \quad (10)$$

Using recent data, $K_s = 0,94$. Since the secular Love number describes the state of the Earth under the effect of forces of very long duration, it can be assumed that K_s had been constant in the different geological epochs. Assuming again the constancy of the Earth's radius and taking the value of $\frac{d\omega}{dt}$ as constant, according to

Table I, then:

$$\frac{\alpha_0}{\omega_0^2} = \frac{\alpha_p}{\omega_p^2},$$

i.e.

$$\alpha_p = \alpha_0 \left(\omega_0 + \Delta t \frac{d\omega}{dt} \right)^2 \omega^{-2} \quad (11)$$

where index $_0$ refers to recent values, index $_p$ to values having been valid $0,5 \cdot 10^9$ years ago, of the ellipticity and angular velocity. Carrying out the computations, Eq. (11) yields $\alpha_p = 0,00433$.

REFERENCES

- E. R. R. HOLMBERG, 1952: A suggested explanation of the present value of the rotation of the Earth. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.* 6.
 Кузнецов, М. В., 1972: Физика Земли, № 2.
 Молоденский, М. С., 1953: Труды Геофизического Института, 19, стр. 146.
 W. H. MUNK-G. J. F. MACDONALD, 1960: The rotation of the Earth. Cambridge.
 S. K. RUNCORN, 1970: Paleogeophysics. Academic Press, London and New York.

VARGA PÉTER

A FÖLD INERCIAMOMENTUMÁNAK ÉS LAPULTSÁGÁNAK LEHETSÉGES VÁLTOZÁSAI AZ UTOLSÓ FÉLMILLIÁRD ÉV ALATT

A Föld csillagászati adatokból meghatározott szekuláris forgássebesség változása ($-5,6 \cdot 10^{-22} \text{ sec}^{-2}$) és ezen mennyiség különböző földtörténeti korokban élt korallak növekedési gyűrűi alapján meghatározott értéke közelítően egyenlők. Bolygónk tengely körüli forgásának lassulását elsősorban a tengerek árapálya okozza (a szilárd Föld és az atmoszféra árapálya alárendelt szerepet játszanak). A világóceánok kotidális térképeinek felhasználásával megállapítható, hogy ha a Föld poláris inerciamomentumának mai értékével számolunk ($8,024 \cdot 10^{44} \text{ gcm}^2$) $8,59 \cdot 10^{-22} \text{ sec}^2$ szekuláris lassulás adódik. Mivel a Föld forgását $3,0 \cdot 10^{-22}$ -kel gyorsító hatót jelenleg sem bolygónk belsejében, sem környezetében nem ismerünk, az adódó ellentmondást úgy tudjuk csak feloldani, ha az inerciamomentumot nem tekintjük állandónak. Ebben az esetben $-3,25 \cdot 10^{27} \text{ gcm}^2$ momentumváltozás érték adódik, amelynek hatására a Föld belsejében radiális tömegátrendeződések játszódtak le az Ordoviciumtól napjainkig. Ez a momentum változás érték azonban nem lehetett érvényes a Föld egész története folyamán, mert hatására az inerciamomentum értéke $1,7 \cdot 10^9$ évvel ezelőtt $9,7 \cdot 10^{44} \text{ gcm}^2$ értékre kellett volna hogy növekedjék, azaz ennél az időpontnál régebben bolygónk instabil felépítését kellene feltételeznünk.

П. ВАРГА

ВОЗМОЖНЫЕ ВАРИАЦИИ МОМЕНТА ИНЕРЦИИ И СЖАТИЯ ЗЕМЛИ
ЗА ПОСЛЕДНИЕ ПОЛМИЛЛИАРДА ЛЕТ

Вековые вариации скорости вращения Земли, определенные по астрономическим данным ($-5,6 \cdot 10^{-22} \text{ сек}^{-2}$) и величины, определенные по кольцам роста кораллов различных геологических эпох приблизительно совпадают. Замедление вращения нашей планеты вокруг своей оси вызывается прежде всего приливами морей (приливы твердой Земли и атмосферы играют здесь подчиненную роль). С использованием котидальных карт мировых океанов можно делать вывод о том, что если считать с современной величиной момента полярной инерции Земли ($8,024 \cdot 10^{44} \text{ гсм}^2$), то получается вековое замедление равное $8,59 \cdot 10^{-22} \text{ сек}^2$. Поскольку в настоящее время ни внутри Земли, ни в ее окружности не известны факторы, которые могли бы ускорить вращение Земли на $3,0 \cdot 10^{-22}$, возникающее противоречие можно разрешить только тогда, если момент инерции не считается постоянным. В этом случае получается изменение момента $-3,25 \cdot 10^{27} \text{ гсм}^2/\text{сек}$, в результате которого в недрах Земли происходило радиальное перераспределение масс от ордовика до настоящего времени. Однако, такое изменение момента не могло действовать за всю историю развития Земли, поскольку в этом случае $1,7 \cdot 10^9$ лет тому назад величина момента инерции должна была бы возрасть до $9,7 \cdot 10^{44} \text{ гсм}^2$, т. е. нужно было бы предполагать неустойчивое строение Земли до указанного времени.

GRAVITÁCIÓS SZŰRŐK GEOFIZIKAI HATÁSMECHANIZMUSÁNAK SZEMLÉLTETÉSE

STEINER FERENC*

A szűrt gravitációs térképek használhatósága a geofizikai szerkezetkutatásban jól ismert. E térképek értelmezését és a helyes szűrőválasztást azonban jelentősen megnehezíti az a körülmény, hogy a szerkezet és a szűrt értékek kapcsolatát világosan bemutató módszert a szakirodalom nem közöl. Bár egy korábbi tanulmányban definiált és példákon bemutatott w -függvények, valamint Fourier-transzformáltjaik pontos választ adnak a felmerülő kérdésekre (STEINER, 1973a), az egyszerű szemléltetésre törekedni mégsem felesleges. Az eredményeket felhasználó geofizikusok, geológusok és a gravitációval foglalkozó szakemberek a leglényegesebb szűrőjátságok egyidejű megjelenítésével a konkrét esetek kívánalmainak optimális egyeztetését könnyebben találhatják meg.

A javasolt eljárás a következő.

A kutatási mélységintervallumot vízszintes síkokkal egyelőre egységnyi sűrűségűeknek tekintett lemezekre bontjuk. A lemezek vastagsága valamennyi példánkban 100 m.

Megadunk egy (célszerűnek kerek) értéket, amely az alkalmazott műszer- és korrekciószámítási pontosság szemszögéből nem túl kicsiny. Elég kicsi viszont ahhoz, hogy a leginkább érdekesnek ítélt z mélységszintben fekvő lemeznek a vizsgált szűrési eljárással legnagyobb hatást adó része a választott érték többszöröse (pl. kb. 10-szerese) legyen.

Ezek után mindegyik lemezre elvégezzük a következőket:

Az x , y , z koordinátarendszerben, ahol az origó az a pont, amelyre a szűrt értéket képezzük, a lemezt $x = \text{konstans}$ síkokkal metsszük; először $x = 0$ -nál. Ezután olyan x_1 értéket keresünk, hogy a lemeznek az $x = 0$ és $x = x_1$ vertikális síkok közötti része a szűrt hatás abszolút értékében a kiválasztott kerek (pl. 0,05 mgal) értéket adja. Ugyanígy történik egy tetszőleges x_{i+1} meghatározása is: itt nyilván az $x = x_i$ és $x = x_{i+1}$ függőleges síkok közötti vízszintes hasábnak kell abszolút értékben az alapértéket adnia.

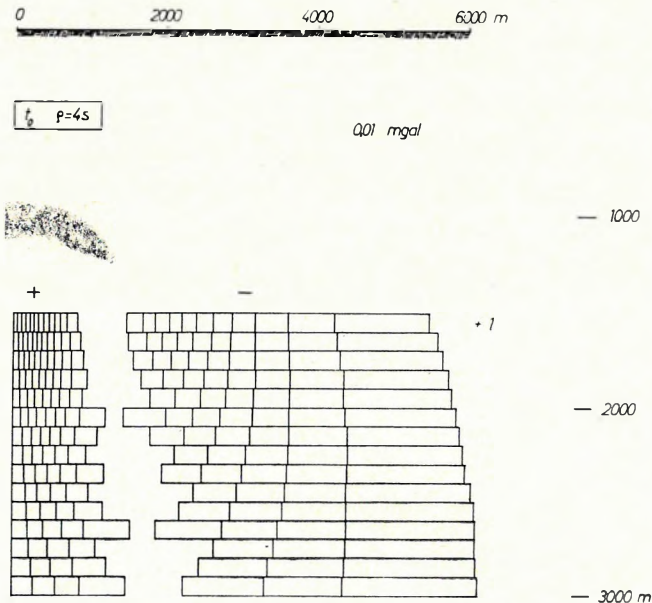
A szűrőtől és a hasáb helyzetétől függ, hogy a hasáb szűrt hatása pozitív vagy negatív. Nagyon gyakori, hogy ugyanazon a lemezen belül pozitív és negatív hatású hasábot egyaránt találunk. Általában eljutunk egy olyan x' értékig, hogy az x_i és az x' közötti hasáb szűrt hatása még nem éri el az alapegységet, de $x > x'$ -nél már a negatív tartományba esik. Ekkor x_{i+1} -et úgy választjuk, hogy az x_i és az x_{i+1} közötti hasáb hatása zérus legyen. Ennek szélessége a választott alapértéktől függ és a különböző mélységszinteknél szeszélyesen változó vízszintes méreteket ad. Az 1–7. ábrákon ez a szabálytalannak látszó zóna ne vonja el figyelmünket az ábrák lényeges mondanivalójától.

* Miskolci Nehézipari Egyetem.
A kézirat beérkezése: 1974. szept. 30.

A gravitációs szűrők zérus fáizistolásúak, a g -hatás szimmetrikus. Ezért az eljárást mind pozitív, mind negatív x -ekre elvégezve, abszolút értékekben ugyanarra az x_i értéksorra jutnánk. Tehát pozitív x -ekre elegendő az azonos abszolút értékű hatást adó hasábokat ábrázolni.

A meghatározások során x_i nagyon nagy érték, vagy végtelen is lehet. Ezért az ábrákon a hasábsor után írt számmal jeleztük, hogy a végtelenig haladva még hány hasábot kapnánk. Ha ez a szám azonos a felette levő szintre érvényes számmal, nem írjuk ki. Az ábrák mindegyikén 2,5-szeres mélységtorzítást alkalmaztunk. Az s mintavételi távolság mindenütt 500 m.

A példák közül tekintsük először az 1., 2. és 3. ábrákat, amelyek az ún. t_0 térképtranszformáció (STEINER, 1973b) különböző méretű szűrőinek hatásmechanizmusát szemléltetik. Az alapérték 0,01; 0,02 és 0,05 mgal, ami már önmagában mutatja, hogy a szűrőméret növelésével az anomáliák nagyságát a szűrt térképen milyen jelentősen növelhetjük. Oldalirányban meglehetősen távoli tömegek is hatással lehetnek a szűrt értékre. A hatás mértékét tetszés szerint felvett hatóalakokkal és sűrűségkontasztal azonnal megállapíthatjuk, ha a téglalapdiagramokat kiolvasóként használjuk.



1. ábra. A $t_0 q = 4s$ szűrő hatásmechanizmusának, azaz a mérési ponthoz viszonyítva különbözőképpen elhelyezkedő térrészek $t_0 q = 4s$ szűrő szerinti súlyozásának szemléltetése

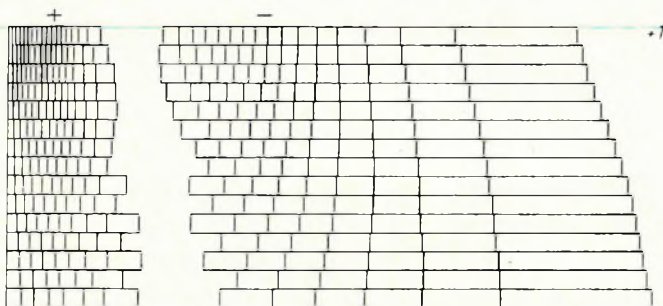
Fig. 1 Representation of the performance of filter $t_0 q = 4s$, by means of the weights attributed by the filter to prisms situated in different positions with respect to the reference point

Рис. 1. Иллюстрация мощности фильтра $t_0 q = 4s$, т. е. взвешивания участков поля располагающихся различно по отношению к пункту наблюдений, по фильтру $t_0 q = 4s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 m

$t_0 \quad \rho = 8s$

0.02 mgal



2. ábra. A $t_0 \rho = 8s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

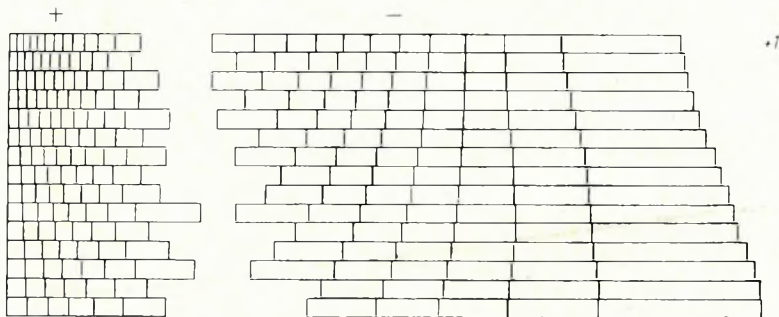
Fig. 2 Performance of the filter $t_0 \rho = 4s$

Рис. 2. Иллюстрация мощности фильтра $t_0 \rho = 8s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 9000 m

$t_0 \quad \rho = 14s$

0.05 mgal



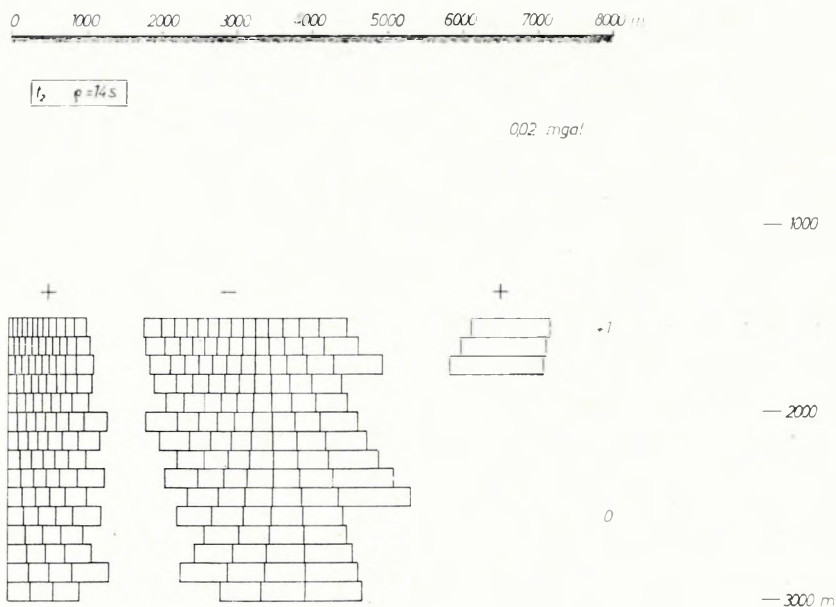
3. ábra. A $t_0 \rho = 14s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 3 Performance of the filter $t_0 \rho = 14s$

Рис. 3. Иллюстрация мощности фильтра $t_0 \rho = 14s$

A laterális hatásokra való érzékenység azonos térképtranszformációnál a szűrő-mérettel növekszik, a felbontóképesség pedig, ahogy ezt pl. a 0-zóna középvonala-nak helyzete mutatja, csökken.

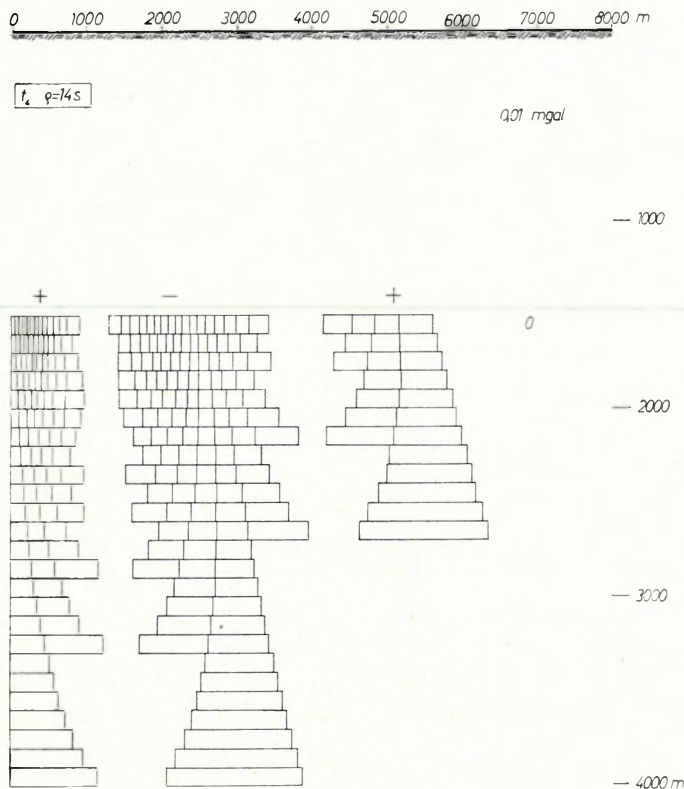
A 3., 4. és 5. ábrákon a t_0 , t_2 és t_4 térképtranszformációk (STEINER, 1973b) azonos méretű szűrőinek hatásmechanizmusát látjuk. A különbségek ellenére az 1., 2. és 3. ábrákon a hasonló vonások félreismerhetetlenek. A 3., 4. és 5. ábrák összehason-lításakor a különböző jelleg különböző térképtranszformációra utal. Különösen ki-emelendő a t_2 és méginkább a t_4 nagy felbontóképessége, valamint az oldalhatásokat tekintve az a tény, hogy a felrajzolt hasáboktól kiindulva $x = \infty$ -ig t_4 -nél minden mélységszinten a szűrt érték zérus, ami oldalhatás-érzéketlenségre utal. A második pozitív zónát is úgy értelmezhetjük, hogy (mivel távolról csak nagyobb méretű szerkezet okozta zavartól kell tartanunk) ez a pozitív zóna általában a negatív zóna távolabbi részeinek hatását már közömbösíti.



4. ábra. A t_2 $q = 14s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 4 Performance of the filter t_2 $q = 14s$

Рис. 4. Иллюстрация мощности фильтра t_2 $q = 14s$



5. ábra. A $t_4 q = 14s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 5 Performance of the filter $t_4 q = 14s$

Рис. 5. Иллюстрация мощности фильтра $t_4 q = 14s$

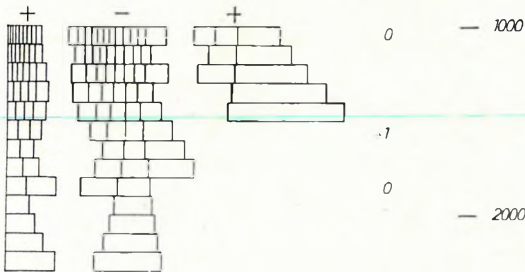
Az 5. ábrán a mélység felé addig mentünk, amíg egyáltalán hasáb volt rajzolható.

Az ábra azt is mutatja, hogy milyen mélységből számíthatunk még hatásra. Nyilvánvaló, hogy a szűrőmérettel a mélységi érzékenység is jelentősen változik. Az 5. és 6. ábra összehasonlítása ezt világosan mutatja. A jelenlegi műszer- és korrekciósámítási pontosságnál (mivel a stripping-módszer még nem vált rutinszerűvé), $t_4 q = 8s$ méretű szűrővel pl. biztosan nem kapunk értelmezhető eredményt, ha a ható mélység nagyobb 2000 méternél.

0 1000 2000 3000 4000 5000 m

$t_4 \quad p = 8s$

0,01 mgal



6. ábra. A $t_4 q = 8s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

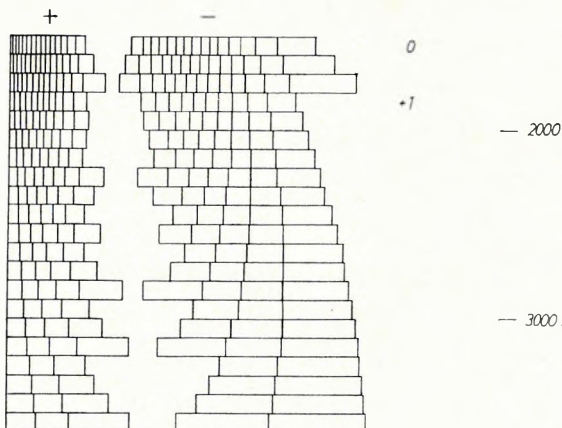
Fig. 6 Performance of the filter $t_4 q = 8s$

Рис. 6. Иллюстрация мощности фильтра $t_4 q = 8s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 m

$\gamma_1 = 3,3 \quad \gamma_2 = 4,95 \quad h_0 = 4s$

0,01 mgal



7. ábra. A $\gamma_1 = 3,3 \quad \gamma_2 = 4,95 \quad h_0 = 4s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 7 Performance of the filter $\gamma_1 = 3.3 \quad \gamma_2 = 4.95 \quad h_0 = 4s$

Рис. 7. Иллюстрация мощности фильтра $\gamma_1 = 3,3 \quad \gamma_2 = 4,95 \quad h_0 = 4s$

A 7. ábra olyan szűrő hatásmechanizmusát szemlélteti, amelyet a szerző kicsiny laterális érzékenység megvalósítására készített (STEINER, 1974). Hasonló célt kitűzve és kikötve azt, hogy negatív zóna ne lépjen fel, olyan mátrixot kapunk, amely valóban lényegesen nagyobb súllyal veszi tekintetbe a vonatkozási pont alatti térrészek sűrűségkülönbségeit (8. ábra), mint az eredeti g -térkép. Ennek téglalap diagramját (JUNG, 1961) összehasonlításként a 9. ábrán mutatjuk be.

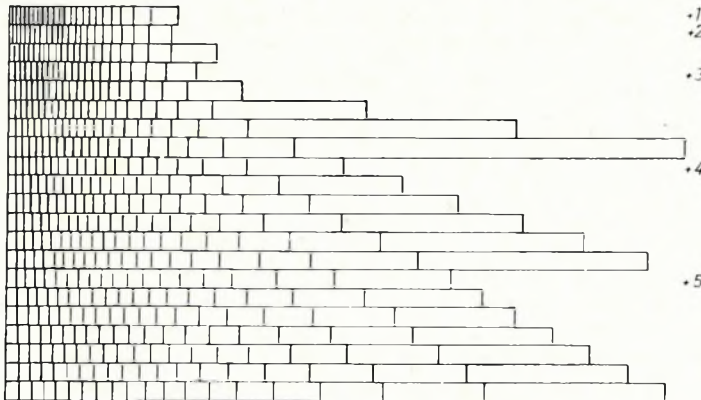
A dolgozatban ismertetett eljárás (térrészek súlyainak szemléltetése) a w -függvény egyik ábrázolási módjaként is felfogható.

0 1000 2000 3000 4000 5000 m

$\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$

0) mgal

— 1000



8. ábra. A $\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 8 Performance of the filter $\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$

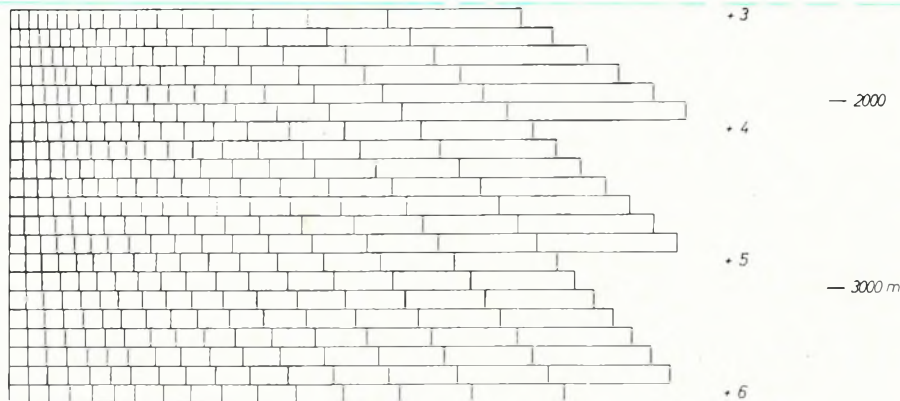
Рис. 8. Иллюстрация мощности фильтра $\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 9000 10,000 m

g

0,1 mgal

— 1000



9. ábra. A mérési ponthoz viszonyítva különbözőképpen elhelyezkedő térrészek g szerinti súlyozásának szemléltetése

Fig. 9 Weights attributed by g to prisms situated in different positions with respect to the reference point

Рис. 9. Иллюстрация взвешивания участков поля, располагающихся различно по отношению к пункту наблюдений, по величине g

IRODALOM

- K. JUNG, 1961: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- F. STEINER, 1973a: Characterization and derivation of map transformations on the basis of the anomalous body-map relationship. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 8 (1-2).
- F. STEINER, 1973b: Derivation of fully-matrixed map-transformations. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 8 (1-2).
- F. STEINER, 1974: Derivation of map-transformations with small lateral effect. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 9 (4).

A SIMPLE METHOD FOR THE REPRESENTATION OF THE GEOPHYSICAL PERFORMANCE OF GRAVITATIONAL FILTERS

F. STEINER

While it is commonplace to speak about the usefulness of filtered gravity maps, very few if any objective methods have been published which would help to judge the relationship between the filtered map and the corresponding geological structure, and to choose the most appropriate filters for a given task. The so-called w -functions and their Fourier transforms introduced in an earlier publication (STEINER, 1973a) are an efficient means to settle all these questions, it is still necessary for the geophysicists or geologists working with gravity data to have a more simple method to study the geophysical effects of the applied filters.

The aim of this paper is to present a new method for the representation of the performance of gravitational filters.

The depth-interval studied is divided to horizontal slabs whose densities will be taken as unity, for the time being. In the following examples the thickness of the slabs is 100 m.

We prescribe some value, not too small as compared to the accuracy of the instruments and corrections but still small enough in comparison with the effect of the central part of a slab in the most interesting depth range.

Next we perform the following computation for each of the slabs. We introduce a system of coordinates x, y, z whose origin coincides with the point where the filter is applied and the given slab is intersected by the vertical planes $x = \text{const}$, beginning with $x = 0$. Then a value x_1 is sought for, such that the magnitude of the filtered effect of the prism between the planes $x = 0$ and $x = x_1$ should be equal to the prescribed value (say 0.05 mgal). We proceed similarly in case of the other x_i -s: the absolute value of the filtered effect of the prism between the planes $x = x_i$ and $x = x_{i+1}$ should equal the prescribed one.

Depending on the filter and on the position of the prism the filtered effect might be positive or negative, very often there occur prisms having alternately positive and negative effects within the same slab. Generally, there is an x' such that the filtered effect of the prism from x_i to x' does not reach the prescribed level, but for $x > x'$ the effect changes sign. In this case x_{i+1} is chosen such that the effect of the prism from x_i to x_{i+1} should be zero. The width of this prism obviously depends on the prescribed basic value and oscillates capriciously in case of different depth levels.

Since gravitational filters are of zero phase-shift, the g -effect is symmetrical, and the above construction, when carried out for positive and negative x -es, obviously results in x_i series having the same absolute values. In what follows only the prisms determined for positive x values will be considered.

Some of the computed x_i -s might turn out to be very large let alone infinite. So, in the graphs, the numbers after the series of prisms indicate how many additional prisms would have been obtained had we proceeded up to infinity. If this number equals that for the series of prisms one level higher, it won't be written down once more. In each graph a 2.5 fold depth distortion is used, the sampling interval s is 500 m in each case.

Let us first consider Figs. 1, 2 and 3 illustrating the performance of the filters of different sizes corresponding to the map transformation t_0 defined earlier (STEINER, 1973b). The basic values are 0.01; 0.02 and 0.05 mgal, respectively, which shows in itself how significantly the extent of the anomalies can be enlarged by increasing the size of the filter. Masses far apart in lateral direction might considerably influence the filtered value—the extent of this can immediately be determined from the assumed shape of the body and density contrast, using the rectangle-diagrams as masters. For the same map-transformation the sensitivity to lateral effects increases with the size of the filter while the resolving power deteriorates (see e.g. the position of the centre line of the zero-zone).

Figures 3, 4 and 5 illustrate the performance of filters of the same size, corresponding to the map-transformations t_0 , t_2 and t_4 , respectively, defined by STEINER (1973b). While, disregarding some small differences, Figs. 1, 2, 3 unmistakably have similar features, in case of Figs. 3, 4, 5 the different characteristics refer to quite different map-transformations. The greater resolving power of t_2 and even more that of t_4 is conspicuous, while the fact, that the filtered total effect of the slabs between the last prisms shown in the figures and $x = \infty$ is zero for all depth levels refers to an insensitivity to lateral effects in case of t_4 . Since from great distances only the effects of large enough structures could cause any disturbance, the second positive zone can be interpreted as one balancing the effect of the more distant parts of the negative zone.

In Fig. 5 the construction has been continued to the greatest depth where a prism was altogether constructible.

Thus, the graph also indicates the greatest depth where gravitational effect can be expected from. A comparison of Figs. 5 and 6 clearly shows that also the sensitivity to depth considerably changes with the size of the filter. Keeping in mind the present accuracy of instruments and of the computed corrections (and since the stripping-method hasn't become wide-spread up to now in routine work), the t_4 filter of size $\rho = 8s$ certainly won't give any interpretable result for bodies at depths greater than 2000 metres.

Figure 7 illustrates the performance of a filter which was specially designed as to have a negligible lateral sensitivity (STEINER, 1974). If it is also required that no negative zone should occur (STEINER, *op. cit.*), the resulting matrix takes into account the density contrasts below the reference point with much greater weights (Fig. 8) than the original g -map whose rectangle-diagram (after JUNG, 1961), is presented in Fig. 9 using the same depth-distortion as in the other figures.

Finally, it should be noted, that the method outlined in the paper can be considered as a new way of characterizing the w -function (defined in STEINER, 1973a) by means of the weights of spatial domains.

ШТЕЙНЕР Ф.

О ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

В работе приводится простой способ для иллюстрации наиболее существенных для геофизики особенностей гравитационных фильтров. Предлагаемый способ может применяться при изучении геофизических структур на картах поля силы тяжести, построенных с фильтрацией.

APPLICATION OF STACKING FOR REFRACTION TIME SECTIONS

É. SZ. KILÉNYI*

Introduction

Although the methods of multiple coverage, digital recording and data processing became quickly known in reflection seismics, their application in refraction seismics is still not generally accepted. Multicover measurements have been introduced to refraction field techniques long ago coverage however is regarded as an aid to interpretation instead of using it to increase signal to noise ratio.

In literature PERALDI (1969) was the first to adapt the methods developed in reflection seismics to refraction. In 1972 PERALDI and CLEMENT already published a processing package, constructing the refraction horizon by ray charts as a final result. All along the process however their aim seems to be the substitution of conventional interpretation by numerical methods instead of finding new ways to meet new possibilities. For the first time HIRSCHLEBER (1971) suggested multicover measurements and stacking in refraction. His solution is somewhat laboured and some delicate approximations are required at certain points, but his final aim, i.e. refraction time section seems to be surely the path of tomorrow.

Suggestive display of results is important in all branches of geophysics, but in seismics it seems to be indispensable. At the same time only attempts have been made even in well developed computerized reflection data processing to make the computer understand in form of different parameters what human eye sees. In refraction picking the change of wave form is even more important than in reflection interpretation. Display of refraction waves in the form of time section represents a new dimension in geological interpretation.

Consequently our aim is identical to that of Hirschleber, but our solutions are supposed to be simpler, easier to realize and not limited to first arrivals.

The problem

The equation of refraction time-distance curve for two layers can be given in the following form:

$$T = t_{0sp} + t_{0g} + (x/V_2) \cos \Theta \quad (1)$$

where

$$t_{0sp} = h_1 \cos \Theta (\cos i)/V_1 \quad (2)$$

and

$$t_{0g} = h_2 \cos \Theta (\cos i)/V_1 \quad (3)$$

* Roland Eötvös Geophysical Institute
Manuscript received: 9, 12, 1974

For further notations see Fig. 1.

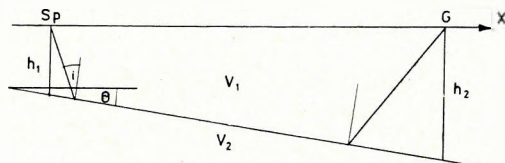


Fig. 1. Display of notations used in formulae

1. ábra. A dolgozatban alkalmazott jelölések szemléltetése

Рис. 1. Обозначения, применяемые в настоящей работе

Definition of delay time:

$$D = T - x/V_R = t_{0sp} + t_{0g} + (x/V_2) \cos \Theta - x/V_R \quad (4)$$

Where V_R is the reduction velocity.

$$\text{If } x = 0, \quad T = t_0 = t_{0sp} + t_{0g} = \text{intercept time.}$$

Some authors consider D as intercept time and t_{0g} as delay time, but sticking to conventional nomenclature we call t_{0sp} and t_{0g} the shot point delay and geophone delay respectively, keeping the expression of delay time for D .

Arrivals from different shotpoints will represent a continuous time section only if all other terms but the geophone delay are eliminated in the formula of the delay time. If this reduction is carried out by adequate precision, the covering arrivals can be stacked. Two or threefold coverage is at our disposal in every routine refraction profile. Using stacking, according to the \sqrt{n} formula a 1.4–1.7 times increase in signal to noise ratio can be achieved by no extra expenditure. Advantages of stacking concerning first arrivals are important in areas of unfavourable energy transmission and in inhabited regions, but they are always essential as to later arrivals.

Solution

The main point in the solution is to determine appropriate correction, which consists of two parts. The first part, the function of x has to be zero:

$$(x/V_2) \cos \Theta - x/V_R = 0 \quad (5)$$

$$\text{It concludes that } V_R = V_2/\cos \Theta \quad (6)$$

For possible values of Θ , $0 \leq \cos \Theta \leq 1$; so $V_R \geq V_2$.

Cos being an even function the same reduction velocity can be applied for both directions.

The second part of the correction is the determination of t_{0sp} . Hirschleber suggests a statistical method for the separation of t_{0sp} and t_{0g} . The disadvantage of his method is that it is necessary to determine the reduction velocity beforehand, but it can be done by adequate precision only after having separated the shotpoint and geophone delays respectively.

Since there are more unknowns than equations, the problem may be solved by such a shooting system where in two successive travel-time curves t_{0sp} could be determined graphically (as half of the intercept time). From the equations of two covering time-distance curves V_R can be computed:

$$T_1 = t_{0g} + t_{0sp1} + x_1/V_R$$

$$T_2 = t_{0g} + t_{0sp2} + x_2/V_R$$

and

$$V_R = \frac{x_2 - x_1}{(T_2 - T_1) - (t_{0sp2} - t_{0sp1})} \quad (7)$$

It is evident that reduction velocity is equal to the apparent velocity but corrected by the difference of shotpoint delays. As a matter of fact this term represents the dip of the horizon. If $(t_{0sp2} - t_{0sp1}) = 0$, the horizon is horizontal (except cases of very little probability), and $V_R = V_{app} = V_2$.

Having V_R , the values of t_{0g} can be easily computed and—according to our basic assumptions—are equal for both curves. If a third covering curve is given, its t_{0sp3} value can be determined from the equation of the time-distance curve supposing that t_{0g} and V_R are equal to the values as defined above. Starting from this perfectly identical point and carrying out the reduction with several possible values of V_R and stacking, the varying value of V_R can be determined by sections. As a matter of fact a method of velocity determination is attained, similar to the constant velocity scan, well proved in reflection seismics. A great advantage over reflection seismics is that errors in static correction do not influence the result of stacking.

The t_{0sp} values of newly incoming covering time-distance curves can be computed by the known value of V_R . The value t_{0sp} thus determined contains beside the real shotpoint delay time also the difference between the “antecedents” of the time-distance curves. Practically it reflects the relative relation between the reduced time values of different shotpoints.

Horizontal offset can be determined from characteristic points of straight and reversed delay time curves. Time differences however can still occur between reduced and shifted delay time curves of opposite direction because of their different “antecedents”. In case of complicated structure there is even no hope for stacking delay time curves of opposite directions. The method of stacking seems to prefer one-sided shooting systems instead of correlation systems in refraction as well as in reflection seismics. It remains an open question whether migration—to be solved in future—will allow it or not.

Concerning the case of later arrivals, reduction and stacking by a V_R determined for a given horizon will decrease the amplitude of arrivals of different velocity, because of unfavourable interference. In zones of interference properly reduced waves will gain in signal to noise ratio and will be better picked. The use of constant velocity scan on a broad scale will produce the reduction velocities of all waves of interest, while time sections for each wave can be prepared separately. The mathematical processes involved are simple, to be carried out easily by analog or digital computers.

Examples

Accuracy of velocity determination has been checked by computation on a three-fold coverage section of a Transdanubian refraction profile. Fig. 2 shows the chosen part of the time-distance graph. Shotpoint delays were determined for shotpoints

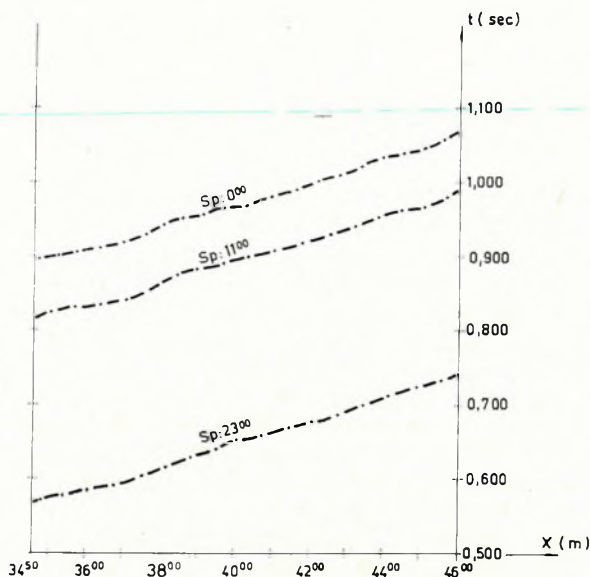


Fig. 2. Part of time distance graph of a refraction profile

2. ábra. Egy refrakciós szelvény út—idő görbe rendszerének részlete

Рис. 2. Деталь системы географов по профилю КМПВ

2300 and 1100 graphically. For geophone point 3450 as the point of threefold coverage with smallest x values, the reduction velocity was computed by equation (7) from the arrival times of the above two shotpoints. With the resulting velocity of 5910 m/sec, the geophone delay was computed (0.162 sec). By the above results the shotpoint delay of shotpoint 000 was determined and the reduction carried out for a whole spread of 24 geophones.

Results are listed in Table I and shown graphically on Fig. 3/a. It follows from the latter, that the reduction velocity of 5910 m/sec is satisfactory up to geophone point 3900. After this point the reduced time curves diverge. The former calculations for geophone point 4600 give a reduction velocity of 6030 m/sec. Reduction of the same data by the above velocity yields the results of Table II and Fig. 3/b. As expected conformity of the three delay time curves from 3900 to 4600 seems to be excellent. It must be noted however that errors of picking are included in these data and effective stacking may lead to even better results.

Table I.

 $V_R = 5910$ m/sec

Q	Sp: 23°, $t_{asp} = 0.218$ sec					Sp: 11°, $t_{asp} = 0.260$ sec					Sp: 0°, $t_{asp} = 0.148$ sec				
	x	T	$T - t_{asp}$	x/V_R	t_{ag}	x	T	$T - t_{asp}$	x/V_R	t_{ag}	x	T	$T - t_{asp}$	x/V_R	t_{ag}
3400	1150	0.570	0.357	0.195	0.162	2350	0.820	0.560	0.398	0.162	3450	0.894	0.746	0.584	0.162
3500	1200	0.577	0.364	0.203	0.161	2400	0.826	0.566	0.406	0.160	3500	0.897	0.749	0.592	0.157
3550	1250	0.581	0.368	0.212	0.156	2450	0.833	0.573	0.415	0.158	3550	0.907	0.759	0.601	0.158
3600	1300	0.587	0.374	0.220	0.154	2500	0.834	0.574	0.423	0.151	3600	0.906	0.758	0.609	0.149
3650	1350	0.590	0.377	0.228	0.149	2550	0.837	0.577	0.431	0.146	3650	0.912	0.764	0.618	0.146
3700	1400	0.595	0.382	0.237	0.145	2600	0.840	0.580	0.440	0.140	3700	0.916	0.768	0.626	0.142
3750	1450	0.605	0.392	0.245	0.147	2650	—	—	—	—	3750	0.925	0.777	0.635	0.142
3800	1500	0.614	0.401	0.254	0.147	2700	—	—	—	—	3800	0.935	0.787	0.643	0.144
3850	1550	0.625	0.412	0.262	0.150	2750	0.840	0.620	0.465	0.155	3850	0.951	0.803	0.651	0.152
3900	1600	0.635	0.422	0.271	0.151	2800	0.885	0.625	0.474	0.151	3900	0.958	0.810	0.660	0.150
3950	1650	0.642	0.429	0.279	0.150	2850	0.890	0.630	0.482	0.148	3950	0.960	0.812	0.669	0.143
4000	1700	0.656	0.443	0.288	0.155	2900	0.898	0.638	0.491	0.147	4000	0.974	0.826	0.677	0.149
4050	1750	0.657	0.444	0.296	0.148	2950	0.903	0.643	0.499	0.144	4050	0.977	0.829	0.685	0.144
4100	1800	0.662	0.449	0.305	0.144	3000	0.910	0.650	0.508	0.142	4100	0.982	0.834	0.694	0.140
4150	1850	0.670	0.457	0.313	0.144	3050	0.915	0.655	0.516	0.139	4150	0.985	0.837	0.702	0.135
4200	1900	0.679	0.466	0.321	0.145	3100	0.923	0.663	0.525	0.138	4200	0.996	0.848	0.711	0.137
4250	1950	0.683	0.470	0.330	0.140	3150	0.930	0.670	0.533	0.137	4250	1.004	0.856	0.719	0.137
4300	2000	0.683	0.480	0.338	0.142	3200	0.938	0.678	0.542	0.136	4300	1.002	0.864	0.728	0.136
4350	2050	0.703	0.490	0.347	0.143	3250	0.948	0.688	0.550	0.138	4350	1.020	0.872	0.736	0.136
4400	2100	0.712	0.499	0.355	0.144	3300	0.958	0.698	0.558	0.140	4400	1.033	0.885	0.745	0.140
4450	2150	0.720	0.507	0.364	0.143	3350	0.965	0.705	0.567	0.138	4450	1.038	0.890	0.753	0.137
4500	2200	0.728	0.515	0.372	0.143	3400	0.967	0.707	0.575	0.132	4500	1.046	0.898	0.761	0.137
4550	2250	0.733	0.520	0.381	0.139	3450	0.977	0.717	0.584	0.133	4550	1.053	0.905	0.770	0.135
4600	2300	0.744	0.531	0.389	0.144	3500	0.990	0.730	0.592	0.138	4600	1.061	0.913	0.778	0.135

Table II.

 $V_R = 6030$ m/sec

G	Sp: 23 ⁰⁰ , $t_{\text{exp}} = 0,213$ sec					Sp: 11 ⁰⁰ , $t_{\text{exp}} = 0,260$ sec					Sp: 0 ⁰⁰ , $t_{\text{exp}} = 0,148$ sec				
	x	T	$T - t_{\text{exp}}$	x/V_R	t_{exp}	x	T	$T - t_{\text{exp}}$	x/V_R	t_{exp}	x	T	$T - t_{\text{exp}}$	x/V_R	t_{exp}
34 ⁰⁰	1150	0,570	0,357	0,191	0,166	2350	0,820	0,560	0,390	0,170	3450	0,894	0,746	0,572	0,174
35 ⁰⁰	1200	577	364	199	165	2400	826	566	398	168	3500	897	749	580	169
35 ⁰⁰	1250	581	368	207	161	2450	833	573	406	167	3550	907	759	589	170
36 ⁰⁰	1300	587	374	216	158	2500	834	574	415	159	3600	906	758	597	161
36 ⁰⁰	1350	590	377	224	153	2550	837	577	423	154	3650	912	764	605	159
37 ⁰⁰	1400	595	382	232	150	2600	840	580	431	149	3700	916	768	614	154
37 ⁰⁰	1450	605	392	240	152	2650	—	—	—	—	3750	925	777	622	155
38 ⁰⁰	1500	614	401	249	155	2700	—	—	—	—	3800	935	787	630	157
38 ⁰⁰	1550	625	412	257	155	2750	880	690	456	164	3850	951	803	638	165
39 ⁰⁰	1600	635	422	265	157	2800	885	695	464	161	3900	958	810	647	163
39 ⁰⁰	1650	642	429	274	155	2850	890	638	473	157	3950	960	812	655	157
40 ⁰⁰	1700	656	443	282	161	2900	898	638	481	157	4000	974	826	663	163
40 ⁰⁰	1750	657	444	290	154	2950	903	643	489	154	4050	977	829	672	157
41 ⁰⁰	1800	662	449	299	150	3000	910	650	498	152	4100	982	834	680	154
41 ⁰⁰	1850	670	457	307	150	3050	915	655	506	149	4150	985	837	688	149
42 ⁰⁰	1900	679	466	315	151	3100	923	663	514	149	4200	996	848	697	151
42 ⁰⁰	1950	683	470	323	147	3150	930	670	522	148	4250	1,004	856	705	151
43 ⁰⁰	2000	693	480	332	148	3200	938	678	531	147	4300	1,012	864	713	151
43 ⁰⁰	2050	703	490	340	150	3250	948	688	539	149	4350	1,020	872	721	151
44 ⁰⁰	2100	712	499	348	151	3300	958	698	547	151	4400	1,033	885	730	155
44 ⁰⁰	2150	720	507	357	150	3350	965	705	556	149	4450	1,038	890	738	152
45 ⁰⁰	2200	728	515	365	150	3400	967	707	564	143	4500	1,046	898	746	152
45 ⁰⁰	2250	733	520	373	147	3450	977	717	572	145	4550	1,053	905	755	150
46 ⁰⁰	2300	744	531	381	150	3500	990	730	580	150	4600	1,061	913	763	150

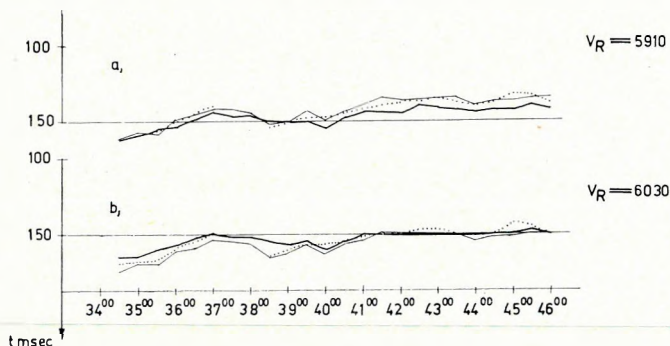


Fig. 3. Geophone delay times

a) reduced by $V_R = 5910$ m/secb) reduced by $V_R = 6030$ m/sec

Legend: _____ Sp. 23⁰⁰
 ----- Sp. 11⁰⁰
 Sp. 0⁰⁰

3. ábra. Geofonhelyi késési idők

a) redukcióhoz alkalmazott sebesség: $V_R = 5910$ m/secb) redukcióhoz alkalmazott sebesség: $V_R = 6030$ m/sec

Jelmagyarázat: _____ Rp. 23⁰⁰
 ----- Rp. 11⁰⁰
 Rp. 0⁰⁰

Рис. 3. Времена задержки в пунктах сейсмоприемников

а) скорость, использованная для редукции — $V_R = 5910$ м/секб) скорость, использованная для редукции — $V_R = 6030$ м/сек

Условные обозначения: _____ ПВ 23⁰⁰
 ----- ПВ 11⁰⁰
 ПВ 0⁰⁰

REFERENCES

- U. HIRSCHLEBER, 1971: Multicover measurements in refraction shooting. Geophysical Prospecting XIX. No. 3.
 R. PERALDI, 1969: Contribution du traitement numerique a l'analyse et a l'interpretation des enregistrements refraction. Geophysical Prospecting XVII. No. 2.
 R. PERALDI and A. CLEMENT, 1972: Digital processing of refraction data. Study of first arrivals. Geophysical Prospecting XX. No. 3.

REFRAKCIÓS IDŐSZELVÉNY ELŐÁLLÍTÁSA STACKING ALKALMAZÁSÁVAL

A refrakciós mérések számítógépes feldolgozása messze elmaradt a reflexiós kiértékeléstől. Az irodalomban megjelent ilyen irányú kísérletek főleg a hagyományos kiértékelést igyekeztek megvalósítani számítógépek segítségével és nem alkalmazták a digitális technika egyéb lehetőségeit. HIRSCHLEBER (1971) javasolta először stacking alkalmazását, de megoldása nehézkes és néhol kényes közelítéseket tartalmaz. Jelen dolgozat célja refrakciós időszelvény előállítása stacking alkalmazásával, egyszerű módszerekkel.

A refrakciós késési idő definíciója:

$$D = T - x/V_R = t_{0sp} + t_{0g} + (x/V_R) \cos \Theta - x/V_R \quad (4)$$

ahol t_{0sp} és t_{0g} a robbantóponti, ill. geofonhelyi késési idők, V_R pedig a redukciós sebesség (jelölések az 1. ábrán). Ha egymást fedő sebességágakat összegezni akarunk, a késési idő képletében a geofonhelyi késési idő kivételével minden tagot eliminálnunk kell. A redukció két lépésből áll: először az x -től függő rész levonása, másodsor t_{0sp} és t_{0g} különválasztása. Az első rész a redukciós sebesség meghatározását jelenti, melyre a reflexiós módszerben bevált constant velocity scan módszeréhez hasonló megoldást, t_{0sp} és t_{0g} szétválasztására pedig részben grafikus, részben számítós eljárást javasolunk.

Az ismertetett módszer egyirányú lövési rendszerek alkalmazását teszi lehetővé. A stacking megvalósítása lényeges jel/zaj viszony javítást eredményezhet nemcsak az első, hanem a későbbi beérkezések tartományában is.

С. КИЛЕНИ Э.

ПОСТРОЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ РАЗРЕЗОВ КМПВ ПО МЕТОДУ ОГТ

Машинная обработка данных КМПВ далеко отстает от интерпретации данных МОВ. Опубликованные в литературе попытки подобного характера были направлены главным образом на использование ЭВМ для стандартной интерпретации данных, причем не были использованы дополнительные возможности цифровой техники. Впервые Хиршлебер (1971) предложил применять способ ОГТ, но предложенный им способ оказался трудоемким и содержащим delicate приближения. Целью настоящей работы является построение временных разрезов преломленных волн с применением ОГТ по простым способам.

Время задержки преломленных волн определяется соотношением:

$$D = T - x/V_R = t_{0sp} + t_{0g} + (x/V_R) \cos \Theta - x/V_R, \quad (4)$$

где t_{0sp} и t_{0g} — времена задержки в пункте взрыва и у сейсмоприемника, соответственно, а V_R — редукционная скорость (обозначения см. на рис. 1). Если хотим суммировать перекрывающиеся ветви скоростей, то в формуле времени задержки необходимо устранить все члены, за исключением времени задержки в пункте сейсмоприемника. Редукция осуществляется в два приема: сначала вычитается часть, зависящая от x , а затем разделяются величины t_{0sp} и t_{0g} . Первый прием означает определение скорости, для чего предлагается способ, подобный способу переброса скоростей, эффективно применяющемуся в методе отраженных волн, а для разделения величин t_{0sp} и t_{0g} предлагается использовать отчасти графический и отчасти вычислительный способы.

Предлагаемый метод позволяет использовать встречные системы наблюдений. Использование накопления приводит к значительному улучшению отношения сигнал/шум не только при первых вступлениях, но и в диапазоне последующих вступлений.

SEISMIC DATA PROCESSING USING A REDUCED NUMBER OF BITS

G. KORVIN*, I. PETROVICS*

Introduction

We present here what we believe to be the first systematic account on seismic data processing using a drastically reduced number of bits. After the formulation of the problem and an historical outline we use information theory to decide how many of the bits contained by a seismic trace is useful and actually needed. The problem of optimum quantizing and sampling rates is also touched upon. The paper is concluded by a description of a series of experiments that have recently been made to show that most of the routine steps of preliminary processing can be performed using very few bits—let alone the sign bits—of the seismic data.

Problem Discussion and Historical Outline

Scanning the seismic literature of the last few years there seems to be a difference of opinion among the authors about the dynamic range required for processing purposes. At the 8th World Petroleum Congress in Moscow, 1971, simultaneously with SAVIT and MATEKER's "From Where? to What?", POLSHKOV mentions that seismic traces are almost uniquely determined by their extremal values. Two years after, it was a pleasant surprise of the 43rd SEG Meeting (Mexico City, 1973) and the 36th EAEG Meeting (Madrid, 1974) when—among the "bright spot" lectures—SAVIT announced that *the sign bit and four IFP bits* are sufficient to process VIBROSEIS data. We understand the 44th SEG Meeting in Dallas devoted special sections to direct CH detection and to sign bit techniques.

Digital seismic processing, as for its objectives and accuracy requirements, can be divided in two broad categories: *morphoseismics* and *lithoseismics*. The terminology originates from a paper of LEENHARDT and DELSERRE (1974), a clear-cut distinction between the two trends has been made, of course, much before (MATEKER, 1971, SAVIT and MATEKER, 1971). Quoting LEENHARDT and DELSERRE (op. cit.):

"...if by means of reflection, we can determine the shape of a reflector—it could be called *morphoseismics*".

"...as we have come to lithology by means of seismics, we propose to call this method *lithoseismics*"; i.e.: morphoseismics is concerned with the *geometry* of the reflecting boundaries, lithoseismics—beyond that—with the determination of *lithological characteristics*.

* Roland Eötvös Geophysical Institute
Manuscript received: 7, 2, 1976

The following are, among others, some of the basic tasks of lithoseismics:

- a) Continuous, high-precision determination of interval velocities (as e.g. WESTERN's VELAN process, or the CONVEL of TELEDYNE Corp.).
- b) Sand-shale ratio determination from interval velocities (TEGLAND, 1970)
- c) Inference to overpressured zones from velocity anomalies (JANKOWSKY, 1971)
- d) Estimation of density and elastic parameters from interval velocities (JANKOWSKY, 1971)
- e) Classification of sedimentary rocks by a combined use of velocity and absorption coefficient (SAVIT and MATEKER, 1971; VOLAROVICH et al., 1969)
- f) Finding stratigraphic traps on the basis of amplitude anomalies (SAVIT, 1960a, b; GAROTTA, 1971; BELYAYEVA et al., 1966; LYONS and DOBRIN, 1972; etc.)
- g) Direct detection of hydrocarbons (DIEKMAN and WIERCZEYKO, 1970; CRAFT, 1973; SAVIT, 1973, 1974; LINDSEY, 1974; HILTERMAN, 1974; BACKUS and CHEN, 1974; STONE, 1974; QUARLES, 1973 etc.).

Most of the papers lay stress on the point that an increased dynamic range, both in the recording equipment and in the relative-amplitude-preserving processing system, is absolutely necessary to achieve the above goals. (CRAFT, 1973, e.g., speaks about floating point numbers ranging from 10^{-38} to 10^{38} !). We do not know of a single paper, however, which would have determined, at least approximately, how many bits are actually needed for lithoseismic tasks.

As for *morphoseismics*, it is generally known that the seismic data recorded by digital systems of large dynamic range are highly *redundant* for some of the classical processing purposes.

According to SAVIT's experiments (1973, 1974) for an explosive source 21-bit fixed point accuracy, for vibratory sources the sign bit and four IFP (or BGC) bits are sufficient for routine processing. Soviet authors claim (POLSHKOV et al., 1971, ZAHARCHENKO and KOROSHTISHEVSKY, 1973) that for all practical purposes the seismic traces can be represented by their local minima and maxima. There exist algorithms for reflection picking using only the times of peaks (PAULSON and MERDLER, 1968) and for automated velocity analysis starting out from zero-crossing times (BARR, 1971). It is a general practice that in many cases seismic processing can be successfully made with 4 or 8 msec sampling rates. Further data compression might be achieved by the RADEMACHER, WALSH, PALEY transforms (BOIS, 1974; WOOD, 1974).

Maybe the most striking way to reduce the redundancy of seismic records is to substitute each data by its polarity. The idea first occurred in a paper of MELTON and KARR (as early as 1957) who proposed polarity coincidence schemes for signal detection. (For theoretical background and further references see CARLYLE, 1968). Following up this idea we prepared a polarity-coincidence version of the Velocity Spectra program in 1972, a similar solution was published by COCHRAN (1973). An interesting point of COCHRAN's paper is his proposal about a possible hardware implementation of his algorithm.

It has been known since long in communication engineering that polarity coincidence correlation can be used for the estimation of power spectra and to reveal hidden periodicities of random processes (VAN VLECK, 1943, 1966; OSSENBERG, 1968). FARA and SCHEIDEGGER (1961) proposed similar techniques for the statistical description of porous media, CARRS and NEIDELL (1966) reports on an interesting geological cyclicity detected by means of polarity coincidence correlation. According

to BORTFELD and RISTOW (1969, personal communication) correlating field data with the sign bits of the VIBROSEIS sweep should be enough for a preliminary check or field-display.

Finally, it should be mentioned that while the dynamic range of seismic plotters used nowadays is some 7–10 bits, plotting as few as 1 bit could be surprisingly effective for certain purposes, as e.g. zero crossings in shallow investigations (MEIDAV, 1969) or the display of sign bits of a common-offset section.

Information Contained in a Seismic Trace

Let us suppose that on a magnetic tape or in the computer's memory each seismic data is represented by m bits, a seismic trace consists of $N + 1$ data, its spectrum contains no frequencies above a certain limit f_{\max} , the trace extends over a time interval T and it is sampled at a rate Δt . In case of a proper choice of the sampling rate

$$2 \cdot f_{\max} \cdot \Delta t = 1; \quad T = N \cdot \Delta t; \quad N = T \cdot 2f_{\max}. \quad (1)$$

In the ideal case when all sampled data are independent of each other, the information content of the trace is maximal:

$$I = I_{\max} = (N + 1) m \text{ bits} \approx 2 \cdot f_{\max} \cdot T \cdot m \text{ bits}. \quad (2)$$

The information of actual seismic traces is of course always less than I_{\max} , for successive data are correlated and the spectrum is not white in $[0, f_{\max}]$.

Suppose, e.g. that instead of a white spectrum we are given a trace which has a spectrum extending from 0 to $f_1 < f_{\max}$ and that there is a resonance-like peak in the spectrum at some $f_0 < f_1$. The number of degrees of freedom of the trace is (cf. BRILLOUIN, 1956, Eq. 8.51)

$$M = 2f_1 T + 1$$

i.e. the amount of information is certainly less than

$$I = (2f_1 T + 1) m \approx 2f_1 T m < I_{\max}. \quad (3)$$

Since the spectrum is not white in $[0, f_0]$, the actual information is even less. Let $f_0 \ll f_m$ (e.g. $f_0 = 30$ Hz, $f_m = 250$ Hz), let us suppose that the data are, together with their signs, m -bit fixed-point words, then, because of the resonance peak at f_0 , the difference between successive values is less than

$$\begin{aligned} & \max_t \left| 2^{m-1} \sin 2\pi f_0 t - 2^{m-1} \sin 2\pi f_0 (t + \Delta t) \right| \leq \\ & \leq \max_t 2^{m-1} \Delta t \cdot 2\pi f_0 |\cos 2\pi f_0 t| = 2^{m-1} \Delta t \cdot 2\pi f_0 = \pi 2^{m-1} \frac{f_0}{f_{\max}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Introducing the notation

$$\delta = \log_2 \left(\pi 2^m \frac{f_0}{2f_{\max}} \right), \quad (5)$$

Eq. (4) implies that the difference between two successive values cannot exceed δ in binary digits. Let us determine the number of all possible traces. The first value can be chosen in 2^m different ways, for the second we have $2 \cdot 2^\delta = 2^{\delta+1}$ possibilities, etc. Altogether, the number of possibilities is

$$N_{\text{possible}} = 2^m (2^{\delta+1})^N \quad (6)$$

i.e. the information in bits of a trace can be at most

$$I = \log_2 N_{\text{possible}} = m + (\delta + 1) N.$$

Combining Eqs. (2) and (5)

$$I = m + (\delta + 1) N = m + \left(m - \log_2 \frac{2f_{\text{max}}}{\pi f_0} \right) N = I_{\text{max}} - N \log_2 \frac{2f_{\text{max}}}{\pi f_0} \quad (7)$$

that is appr. $\log_2 \frac{2f_{\text{max}}}{\pi f_0}$ bits/datum is redundant. (In case of, say, $f_{\text{max}} = 250$ Hz, $f_0 = 30$ Hz, the redundancy is about 2 bits/datum.)

As an interesting application of Eq. (6) let us consider the usual seismic word format, when data are represented by means of mantissas of m_1 binary digits and four BGC bits, and suppose the gain cannot step more than 6 dB (i.e. 1 bit) during a sampling cycle. The number of bits used for a single data is $m = m_1 + 4$, that is the upper bound for the information in a trace is

$$I_{\text{max}} = (N + 1) m = (N + 1) m_1 + (N + 1) 4.$$

Because of the restriction on the gain steps the possible number of traces differing in BGC values is

$$N_{\text{possible}} = 2^4 \cdot 2^{2N}$$

implying that about 2 bits/word should be enough to specify the BGC values—exactly as recommended by SEG for the 9 track tape format (NORTHWOOD et al., 1967).

If we accept the view of the Soviet school that seismic traces can be characterized by the extremal values (ZAHARCHENKO and KOROSHTISHEVSKY, 1973) we get a further estimation of the redundancy of seismic data. Denoting the dominant frequency by f_0 , and assuming a Poisson distribution of the times corresponding to peaks and troughs, the expected number of extrema will be $2N \cdot \Delta t \cdot f_0$. Representing extremal values by m bits each and their respective times by an array of altogether N bits, the information to be expected is

$$I = 2N \Delta t f_0 m + N = N \left(\frac{f_0}{f_{\text{max}}} m + 1 \right) \ll I_{\text{max}} \quad (8)$$

How many bits should a seismic trace contain?

Since computers cannot manufacture new information, a seismic trace, or an assembly of traces should contain at least that amount of information we hope to gain from their interpretation.

Let us address ourselves to the determination of interval velocities. According to some authors (KUNETZ, 1963; CLAERBOUT, 1968; EISNER, 1970; LINDSETH, 1972, etc.) there is a possibility to determine interval velocities (by a proper deconvolution and some kind of inversion of the computation of synthetic seismograms) from single least-offset traces. From the physical point of view, of course, it cannot be expected that layers thinner than a certain fraction of the dominant wave-length could be traced. Denoting the dominant frequency by f_0 , the mean value of velocities by c , and adopting the optimistic view of CRAFT (1973) that the limit of resolution is $1/12$ th of the wavelength the thickness of the thinnest detectable layer is $c/12f_0$. If $T = N \cdot \Delta t$ is the total two-way travel-time, the corresponding depth range is

$$Z = \frac{cN \cdot \Delta t}{2}$$

and the number of degrees of freedom of the velocity distribution is

$$N^* \approx 2Z \cdot \frac{12f_0}{c} = cN \Delta t \frac{12f_0}{c} = 12N \Delta t f_0.$$

If N_v denotes the number of the different values of the velocities to be determined, the information we gain from the determination of velocities is

$$I_v = 12N \cdot \Delta t f_0 \log_2 N_v = 6N \left(\frac{f_0}{f_{\max}} \right) \log_2 N_v \quad (9)$$

in binary digits.

Estimating the amount of information contained in the trace by Eq. (8), it turns out as a necessary condition for the velocity determination that

$$I = N \left(\frac{f_0}{f_{\max}} m + 1 \right) > N \frac{f_0}{f_{\max}} m \geq 6 \frac{f_0}{f_{\max}} N \log_2 N_v$$

i.e.

$$m \geq 6 \cdot \log_2 N_v$$

should hold, where m is the number of bits used for representing seismic data.

The above inequality implies that a high-resolution, accurate velocity analysis requires a rather large dynamic range.

Contenting ourselves with detecting layers of thickness $\lambda/2$, the information of the velocity distribution is

$$I_v = 2N \Delta t f_0 \log_2 N_v = N \frac{f_0}{f_{\max}} \cdot \log_2 N_v \quad (10)$$

i.e. the number of bits should meet the less severe requirement:

$$m \geq \log_2 N_v. \quad (11)$$

If, e.g., we want to approximate the velocity distribution by 100 different values of interval velocities and by layers of thickness $\lambda/2$ the seismic data must be quantized by 6–7 bits. This means, that in case of a sixfold coverage there is theoretically nothing against to obtain a reasonable guess of the velocity function using as few as one bit for each data of a CDP gather.

As a matter of fact there are at least two successful experiments reported which prove that this can really be done, that of COCHRAN (1974) using sign bits, and of BARR (1971) who made use of zero-crossing times.

It should be noted that the amount of information of the velocity distribution in a sedimentary series is generally less than that given by Eqs. (9) and (10), for there is a correlation between the velocities of subsequent layers (KARS et al., 1969; KORVIN, 1973).

It would be a difficult venture to guess along similar lines the number of bits needed to meet some other lithoseismic tasks. As for the absorption coefficient, it should be brought up that in case of a linear attenuation mechanism it could be computed from the fall-off of dominant frequencies (BEREZNEV and MALOVICHKO, 1972; HUANG JEN-HU, 1961), and this latter can be estimated by simply counting zero-crossings or by VAN VLECK's polarity correlation method (CARRS and NEIDELL, 1966). In certain cases, however, it has been found (PETROVICS et al., 1975) that the main factor governing the attenuation of seismic waves is not linear in frequency and it is necessary to compute power spectra to separate absorption from scattering (RAPOPORT, 1969). In case of sufficiently long time-windows the power spectrum can be estimated from polarity coincidence correlation (VAN VLECK, 1943, 1966) or from the auto-relay correlation (OSSENBERG, 1968; NUTTAL, 1958), in case of short time-windows, however, which are more frequent in CH detection problems, we must have a large dynamic range for a reasonable estimation of high frequencies.

Optimum Sampling and Quantizing: Number of Bits and Dynamic Range

In the previous section the number of bits submitted to seismic processing was considered from the point of view of geological information. We wish to turn now to the other facet of the problem: to the dynamic range of seismic signals and recording systems.

If we carry out seismic measurements in some time interval $[t_1, t_2]$, and denote the peak amplitude of the largest signal by η_1 , that of the smallest one by η_2 , the dynamic range of the seismic vibrations is defined as

$$D_A = 20 \lg \frac{\eta_1}{\eta_2} \text{ dB.} \quad (12)$$

Dynamic range can also be defined by means of the spectra of η_1 and η_2 :

$$D(f) = 20 \lg \frac{|S_1(f)|}{|S_2(f)|} \text{ dB} \quad (13)$$

where S_1, S_2 are spectra of signals η_1 and η_2 , respectively. The dynamic range defined by Eq. (13) is frequency-dependent, for practical purposes we can take the maximum of expression (13) over the useful range.

To find the amplitude and spectrum of the greatest signal we ought to know the source characteristics and the material properties of the near-surface layers. As for the smallest signals, their amplitudes and spectra can be estimated by taking into account spherical divergence, reflection losses and absorption (BORN, 1941;

POSGAY et al., 1971; GURVICH, 1973; SHERIFF, 1973; BYAKOV and RYAZANOVA, 1974), for this task, however, we need velocity and absorption data. In the present state of the art maybe the best way to define D_A is to take the greatest amplitude which can be recorded for η_1 , and to elect for η_2 the smallest signal which can be detected by available techniques from below the ambient ground noise level.

The usual definition of the dynamic range D_I of the seismic recording instrument is

$$D_I = 20 \lg \frac{A_{\max}}{\bar{A}_N} \text{ dB} \quad (14)$$

where A_{\max} is peak amplitude of the greatest signal which can be recorded without distortion, and \bar{A}_N is the RMS amplitude of instrument noise.

If seismic recording is made in digital format allotting m bits for each data, the dynamic range of registration is

$$D_d = 20 \log 2^{m-1} = 6(m-1) \text{ dB}. \quad (15)$$

It is advisable to choose the dynamic range of registration somewhat larger than that of the recording instrument in order that signals smaller than instrument noise should be detectable in course of computer processing (according to GURVICH, 1973, 6-7 bits should be devoted for such purposes).

In case of a properly chosen recording equipment, converter and digital representation

$$D_A \leq D_I \leq D_d \quad (16)$$

i.e. by Eqs. (12) and (15):

$$m-1 > \frac{D_A}{6} \quad (17)$$

should hold for the number of bits required for digital registration.

What are the main causes of the paradox between the large number of bits justified by dynamic range and the redundancy of seismic data series experienced in data processing?

1. For a safe data-transmission and/or storage a certain degree of redundancy is by all means necessary. (It is a reasonable specification, e.g., of the SEG A format of nine track tapes that as a redundant check of the U and G bits the actual binary gain control value should appear at certain times.)

2. The results of seismic data processing are usually displayed on plotters of much less dynamic range.

3. In a preliminary stage of processing (as e.g. straight stack) we are not always interested in the shape of the waves reflected from a horizon, only in their *arrival*, i.e. a *simultaneous occurrence* of signals on a number of CDP traces. In such cases signal detection can be performed by means of polarity coincidence methods (CARLYLE, 1968).

4. When estimating the dynamic range by Eqs. (12) or (13) the role of ambient earth noise and instrument noise is sometimes overlooked i.e. the number of bits given by Eq. (17) is too high; or we do not have the necessary techniques to enhance signals below noise level.

5. In the definition of dynamic range by means of Eq. (12) it hasn't been taken into account that this range might be different in different time gates, or [when using Eq. (13)] in different frequency bands, i.e. digital recording with a constant number of bits all the time is certainly not optimal.

To clarify point 5. we review in some details the *problem of optimum sampling and quantizing* of analog signals (cf e.g. BRILLOUIN, 1956; GOODMAN, 1966). The problem of sampling and quantizing can be briefly stated this way: The analog signal, $x(t)$ is passed through an ideal low-pass filter of cut-off frequency W , the output $y(t)$ is sampled at a rate $1/2W$ and each sample y_i is mapped into one of the set of n numbers $\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_n$. The numbers \hat{y}_i are then encoded into $\log_2 n$ binary digits and are transmitted to a remote computer or to a magnetic tape over a channel of capacity of R bits/sec. On the receiver side the message is decoded and by means of digital or analog techniques we construct some approximation $\hat{x}(t)$ of the signal $x(t)$. Since the rate of information transfer (or storage) R bits/sec is fixed the task of optimum sampling and quantizing consists in finding such values of the sampling rate $1/2W$, of the number of steps n , and of $\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_n$ that the expected error

$$E[(x(t) - \hat{x}(t))^2] \quad (18)$$

should be minimal.

Leaving out of consideration the optimization of $1/2W$, we discuss first the optimal choice of the quantizing steps $\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_n$. Suppose that x is a random variable uniformly distributed in $[0, 1]$. For an arbitrary subdivision:

$$0 = x_0 < x_1 < x_2 < \dots < x_{n-1} < x_n = 1 \quad (19)$$

of interval $[0, 1]$ we define a quantization

$$x = q_k \quad \text{if} \quad x_{k-1} \leq x < x_k \quad (20)$$

where q_1, \dots, q_n are arbitrary numbers. The expected error of this quantization is

$$E = \sum_{k=1}^n \int_{x_{k-1}}^{x_k} (x - q_k)^2 dx = \sum_{k=1}^n \int_{x_{k-1}}^{x_k} \left(x - \frac{x_{k-1} + x_k}{2} \right)^2 dx + \sum_{k=1}^n (x_k - x_{k-1}) \left(\frac{x_{k-1} + x_k}{2} - q_k \right)^2.$$

The optimal choice of the q_k -s is evidently

$$q_k = \frac{x_{k-1} + x_k}{2}$$

the corresponding error being

$$E = \sum_{k=1}^n \int_{x_{k-1}}^{x_k} \left(x - \frac{x_{k-1} + x_k}{2} \right)^2 dx = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^n (x_k - x_{k-1})^3. \quad (21)$$

Introducing auxiliary variables

$$\mu_k = x_k - x_{k-1} \quad k = 1, 2, \dots, n$$

we are faced with the conditional extremal value problem

$$\begin{aligned} \mu_1^3 + \mu_2^3 + \dots + \mu_n^3 &= \min \\ \mu_1 + \mu_2 + \dots + \mu_n &= 1. \end{aligned}$$

Introducing a Lagrange parameter, the optimal solution is easily found:

$$\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_n = \frac{1}{n} \quad (22)$$

that is, the optimal quantization is given by the equidistant subdivision of $[0, 1]$:

$$q_k = \frac{2k-1}{2n} \quad \text{if} \quad \frac{k-1}{n} \leq x < \frac{k}{n} \quad (23)$$

The expected error is, according to Eqs. (21) and (22)

$$E = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^n (x_k - x_{k-1})^3 = \frac{1}{12} \frac{1}{n^2} \quad (24)$$

We proceed now to the question of optimum quantization of a seismic trace digitized at the rate Δt . Suppose that the amplitudes have an exponentially decreasing envelope according to the law

$$e^{-at} = e^{-an \Delta t} \quad (25)$$

For computational convenience we suppose the rate of information transfer is R nat/sec (1 nat = 1.442695 bit). Further, we suppose each of the first N samples is quantized by n_1 steps, the second N samples by n_2 steps each, and so on.

The errors in consecutive time intervals are, in turn:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{N}{12} \frac{1}{n_1^2} \\ E_2 &= \frac{N}{12} \frac{1}{n_2^2} e^{-2aN \Delta t} \\ E_3 &= \frac{N}{12} \frac{1}{n_3^2} e^{-4aN \Delta t} \\ &\vdots \end{aligned}$$

i.e. in altogether M successive time intervals the total error is

$$E = \frac{N}{12} e^{2aN \Delta t} \sum_{k=1}^M \frac{1}{n_k^2} e^{-2aNk \Delta t}$$

Since transmission of a data quantized into n_i steps requires the transfer of $\ln n_i$ nats, in case of M time intervals we have to transfer

$$N \sum_{k=1}^M \ln n_k$$

nats during a time of $M \cdot N \cdot \Delta t$ sec, i.e.

$$\frac{N \sum_{k=1}^M \ln n_k}{NM \Delta t} = R \quad \text{nat/sec.}$$

In order to select optimally the number of quantization steps n_i we have to minimize the expression

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{k=1}^M \frac{1}{n_k^2} e^{-2\alpha N k \Delta t} \\ & \sum_{k=1}^M \ln n_k = MR \Delta t = Q. \end{aligned} \right\} \quad \text{subject to the condition} \quad (26)$$

Introducing the notation $\gamma_k = \ln n_k$, Problem (26) simplifies to

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{k=1}^M e^{-2\gamma_k - 2\alpha N k \Delta t} = \min \\ & \sum_{k=1}^M \gamma_k = Q. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Solving this conditional extremal value problem by standard methods of calculus, the optimum quantization is found to be:

$$\gamma_k = R \cdot \Delta t + \alpha N \Delta t \left(\frac{M+1}{2} - k \right) \quad (k = 0, 1, \dots, M) \quad (28)$$

Equation (28) has a clear-cut physical meaning: In case of a fixed sampling rate Δt and a (noiseless) transfer possibility of capacity R nat/sec the *optimum quantization of an analog message of exponentially decreasing envelope allocates exponentially decreasing numbers of binary digits to data belonging to successive time intervals*, i.e. the less the dynamic range the less the number of bits.

The problem discussed above has not been solved in the literature what we know of. Similar investigations are reported by GOBLICK (1965), he assumes however instead of the exponentially decreasing envelope a spectrum of that type.

Practical Examples for Seismic Processing Using a Reduced Number of Bits

All experimental processing reported have been performed on the MINSK-32 computer of the ELGI, with the seismic package developed in our Institute. The computer applied has 64 k words capacity, fixed and floating-point arithmetics, 37 bits word-length. Routine seismic processing is generally performed on fixed-point

data normalized to 18 bits. The seismic materials used were explosive generated, multifold coverage sections recorded by the Hungarian SDT-1 and SDT-2 and the Hungarian-GDR SD-10 digital recording equipments. Displays were made on a plotter of 7 bit dynamic range.

One of our earliest experiments with sign bit techniques was in connection with the auto- and retrocorrelation sections (ANSTEY and NEWMAN, 1966).

To save computer time, we use instead of these functions auto-relay correlation functions, and retro-relay correlation functions, which are computed by substituting the values of the lagged versions of the functions by their signs.

For instance, as compared with the usual definition of autocorrelation function

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t - \tau) dt \quad (29)$$

the auto-relay correlation is defined as

$$R_{x \operatorname{sgn} x} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \operatorname{sgn} x(t - \tau) dt, \quad (30)$$

where

$$\operatorname{sgn} x = \begin{cases} +1 & \text{if } x > 0 \\ 0 & \text{if } x = 0 \\ -1 & \text{if } x < 0. \end{cases} \quad (31)$$

The evident advantage of Eq. (30) is that the multiplications occurring in the cross-products reduce to additions and subtractions.

Comparison of an exact auto- and retrocorrelation section with the corresponding auto-relay, retro-relay sections is shown in Fig. 1, for a detailed survey of auto-relay correlation we refer to the Ph.D. thesis of OSSENBERG (1968).

Since auto-relay and retro-relay sections obviously meet the requirements of routine processing, we have tried to find out which other processes might be successful with a reduced number of bits, let alone sign bits.

Data compression was performed this way: We substituted the original 14–18 bit fixed point data by a three-valued step function, according to either of the transformations

$$x \longrightarrow c \cdot \operatorname{sgn} x = \begin{cases} +c & \text{if } x > 0 \\ 0 & \text{if } x = 0 \\ -c & \text{if } x < 0 \end{cases} \quad (32)$$

or

$$x \longrightarrow c[u(x - A) - u(-x - A)] = \begin{cases} +c & \text{if } x \geq A \\ 0 & \text{if } -A < x < A \\ -c & \text{if } x \leq -A \end{cases} \quad (33)$$

where in Eq. (33) $u(x)$ is the HEAVISIDE unit step function, c was chosen as 2^{11} , while A can be made an arbitrary power of 2. The nonlinear transformations (32) and (33) will be referred to in what follows as *sign-transform* (signing) and *combined signing and clipping at level A* (Fig. 2).

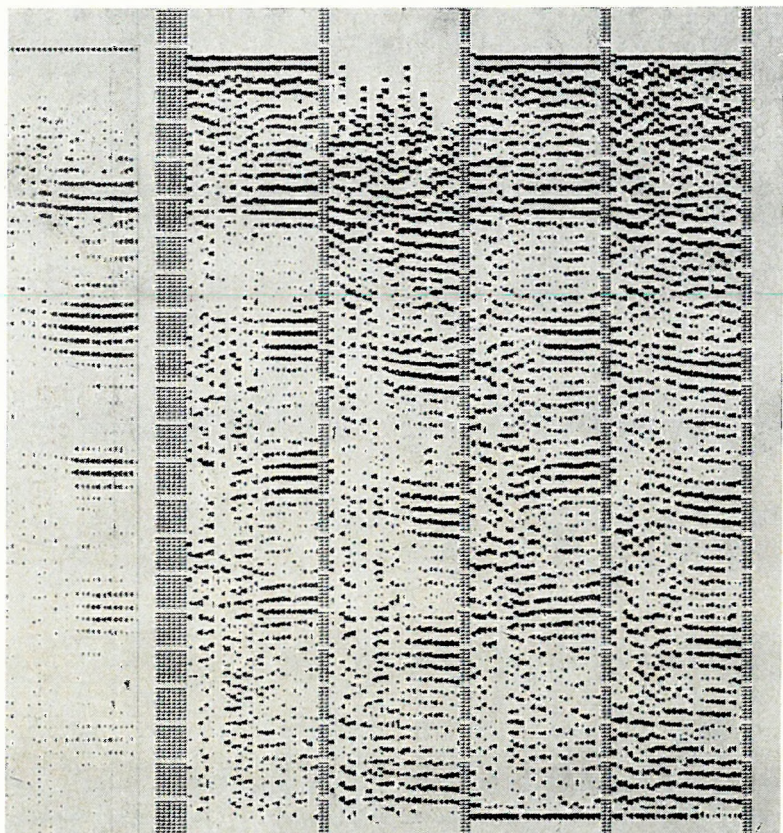


Fig. 1 Comparison of auto- and retrocorrelation sections with auto-relay resp. retro-relay sections. (From left to right: original, autocorrelation, retrocorrelation, auto-relay, retro-relay)

1. ábra. Autokorrelációs, ill. retrokorrelációs szelvény összehasonlítása az auto-relais, ill. retro-relais eredményekkel (eredeti, autokorreláció, retrokorreláció, auto-relais, retro-relais)

Рис. 1. Сравнение автокорреляционного и ретрокорреляционного разреза с результатами авто-реле и ретро-реле

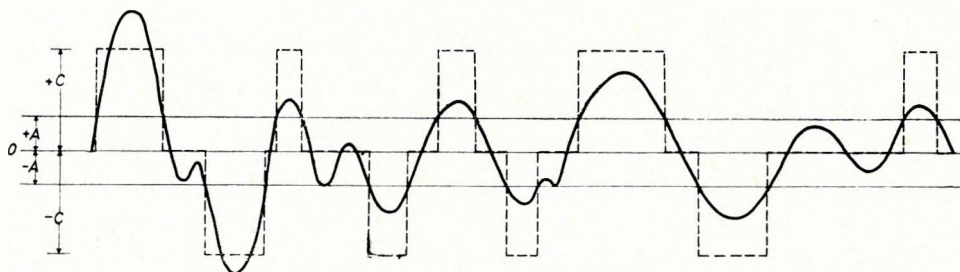


Fig. 2 Principle of data compression

2. ábra. Az adatkompresszió szemléltetése

Рис. 2. Пояснение принципа компрессии данных

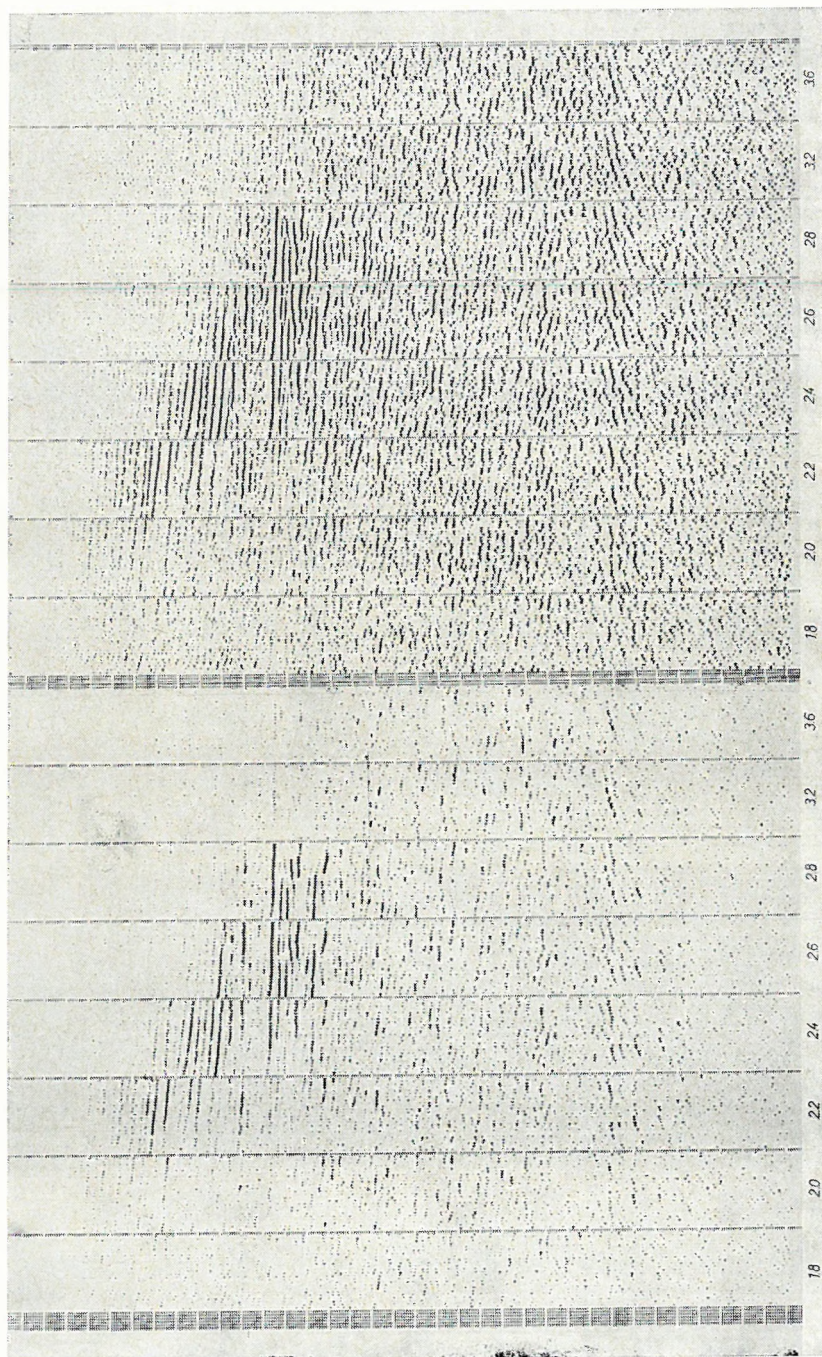


Fig. 3 Comparison of Velocity Scans performed on full dynamic range data and on signed data

3. ábra. Teljes bitszámú anyagon és „előjelezett” anyagon végrehajtott velocity scan eredmények összehasonlítása

Рис. 3. Сравнение результатов сканирования скоростей, полученных по материалу с полным числом разрядов и по «массиву знаков»

In Figure 3 we compare Constant Velocity Scans performed on full-range data and on data reduced to signs. On the signed version the deeper reflections appear more clearly, their interpretation is easier. This is possibly due to the fact that signs are invariant to amplitude changes along an individual trace and between CDP traces.

Another version of velocity analysis (Velocity Spectra) based on sign information is found in COCHRAN (1973).

The examples presented on Figs. 4 and 5 show that a surprisingly small amount

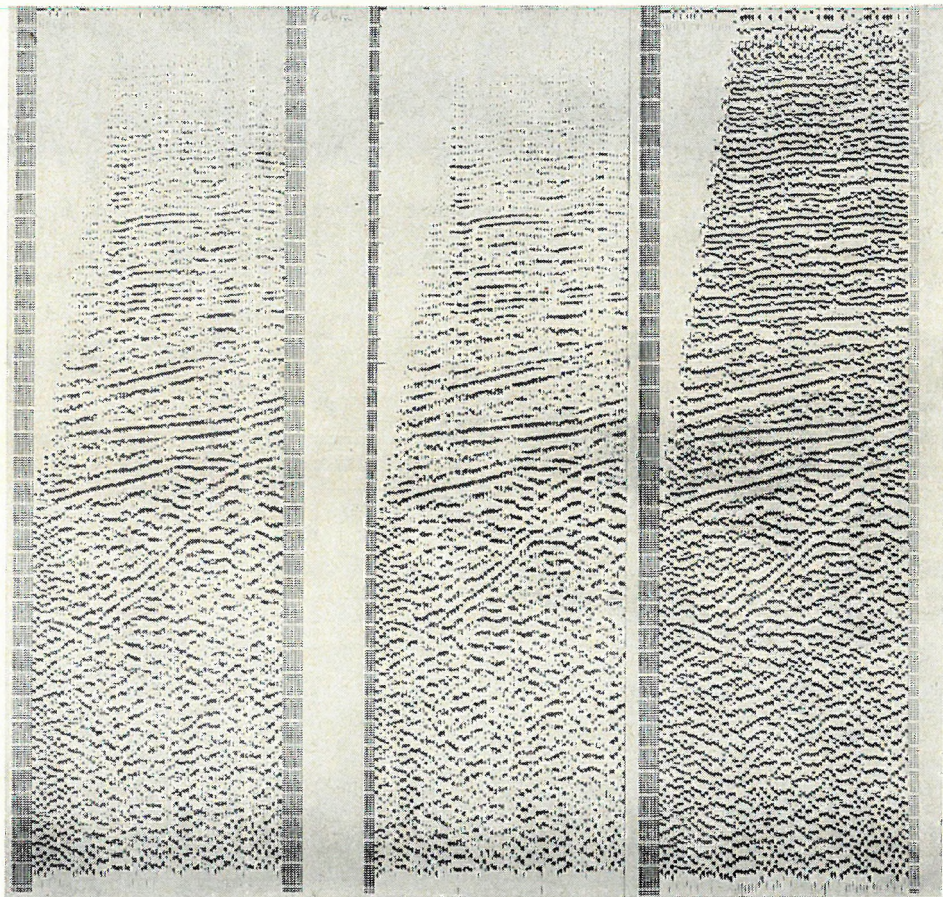


Fig. 4 From left to right: Complete processing of compressed data; Data compression before stack; Data compression after stack, before playback

4. ábra. Balról jobbra: Teljes feldolgozás az adatkompresszió után; Adatkompresszió az összege-zést megelőző fázisban; Adatkompresszió a végső eredményen, kiírás előtt

Рис. 4. Полная обработка после компрессии данных. Компрессия данных перед суммированием. Компрессия данных окончательного результата перед их графическим изображением

(if any) of the information is lost if we use only sign bits throughout a routine processing.

As Fig. 5 shows even linear migration works successfully on signed data. It should be noted the sections presented had been displayed in wide band (0–74 Hz) without any digital or analog smoothing or low-pass filtering.

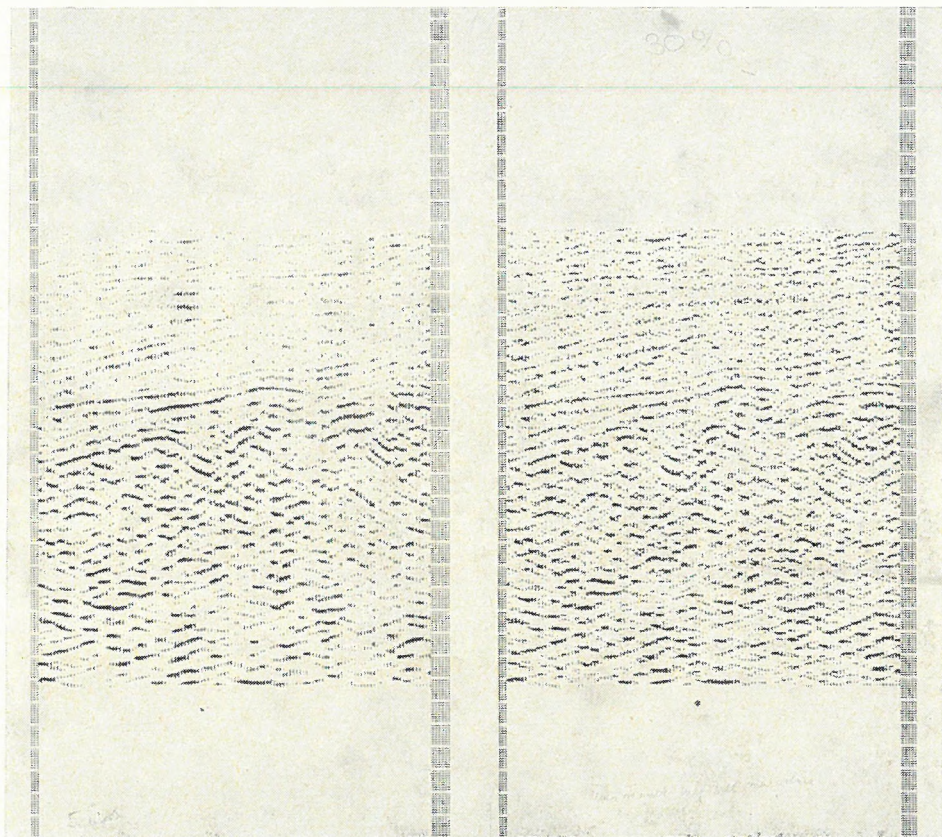


Fig. 5 Migration of full-range data, and of compressed data

5. ábra. Migráció: teljes bitszámú anyagon és adatkompresszió utáni anyagon

Рис. 5. Миграция: на массиве с полным количеством разрядов и на массиве после компрессии

Figure 6 demonstrates the possibility of deconvolution of signed materials. Starting out from sign-transformed traces (1) we computed first a retro-correlation section (2). Then we executed spike deconvolution on the signed data (3), passed the output through a digital band-pass filter (5) and at the same time computed

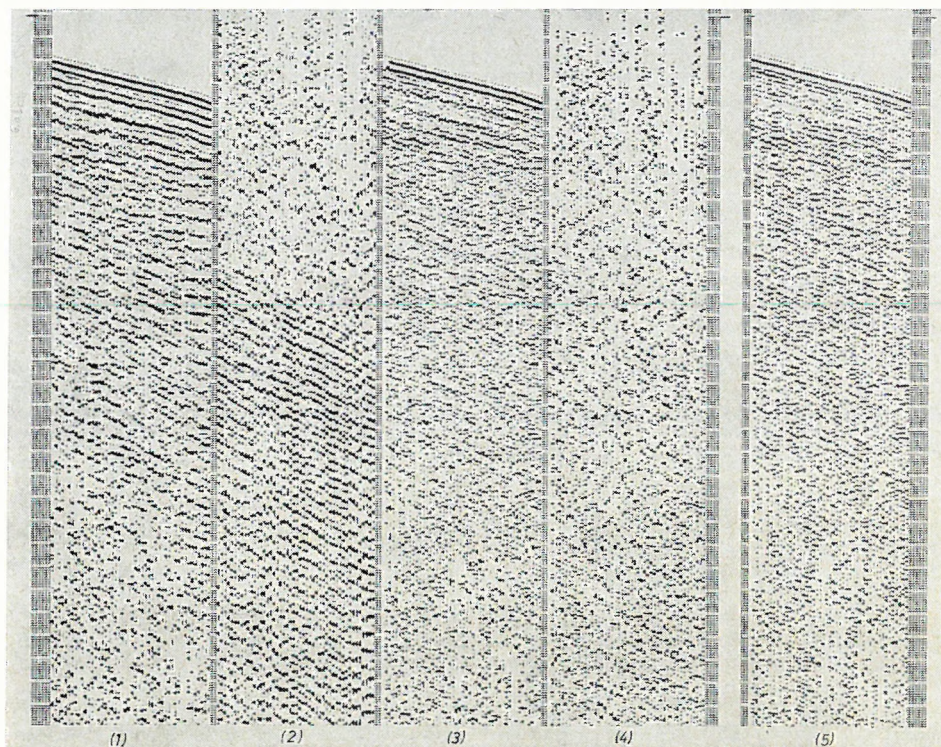


Fig. 6 Retrocorrelation and deconvolution experiments on the signs of data

6. ábra. Retrokorrelációs és dekonvolúciós vizsgálatok „előjelezett” anyagon

Рис. 6. Ретрокорреляционные и деконволюционные исследования на «массив знаков»

the retrocorrelation of the deconvolved data (4) to judge the effectiveness of deconvolution.

The following figures should serve to call attention to the noise-reducing effect of signing combined with clipping. On the deep part of the 600%-coverage, conventionally processed section of Fig. 7 (consisting of 18 bit data) short-period multiples and poor signal-to-noise ratio made impossible to trace reflection segments or even diffractions.

To improve signal-to-noise ratio the section was first spike-deconvolved and normalized to 14 bits (Fig. 8) then we performed a "clipping analysis" to find the most appropriate level A (Fig. 9). Cutting off all values in absolute value less than $A = 2^{10}$, substituting the rest by their polarity, and performing digital filtering, the resulting section (Fig. 10) was much more apt to interpretation.

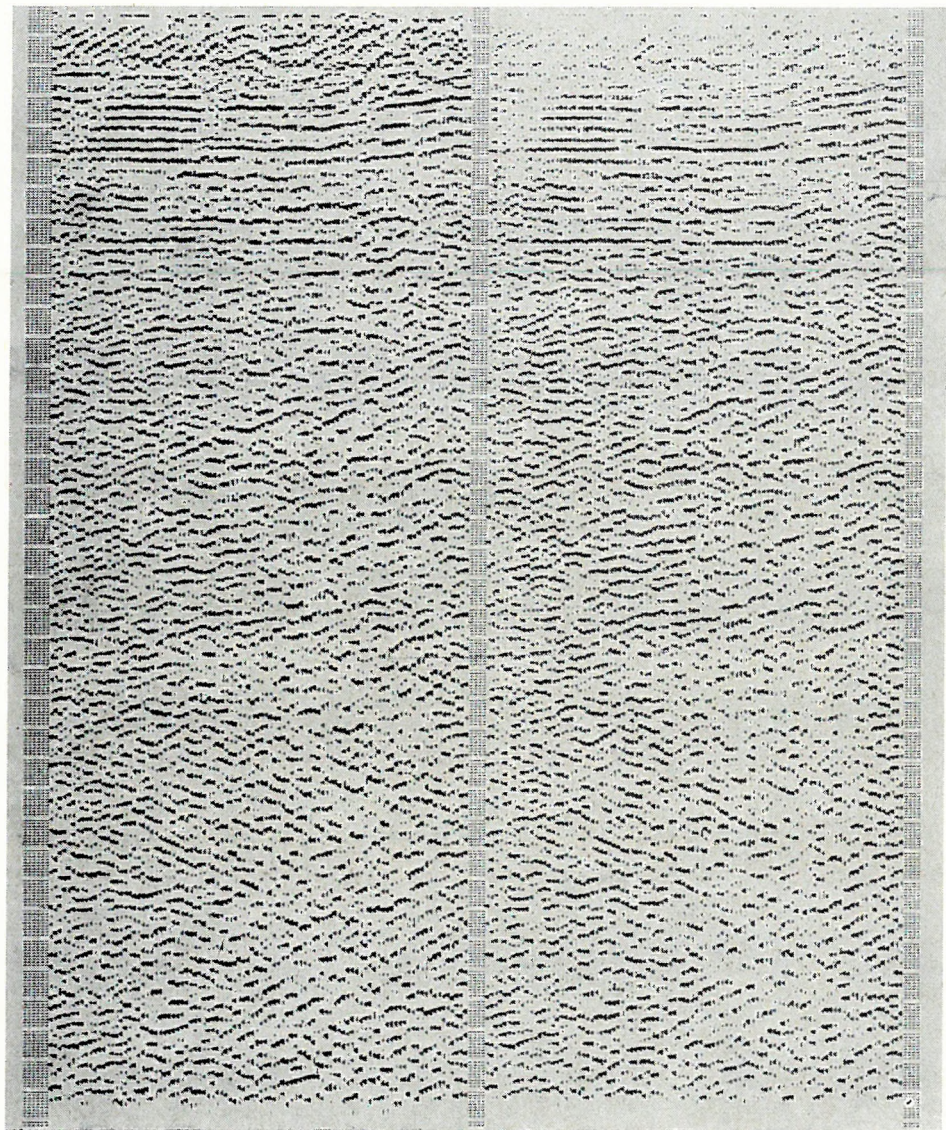


Fig. 7 600%-coverage conventional section played back in wide band (0/74 Hz) with and without AGC

7. ábra. Stacking szelvény szélessávú (0/74 Hz) AGC-s és AGC nélküli kiírása

Рис. 7. Широкополосное (0—74 гц) графическое изображение профиля с шестикратным перекрытием данных с АРУ и без АРУ

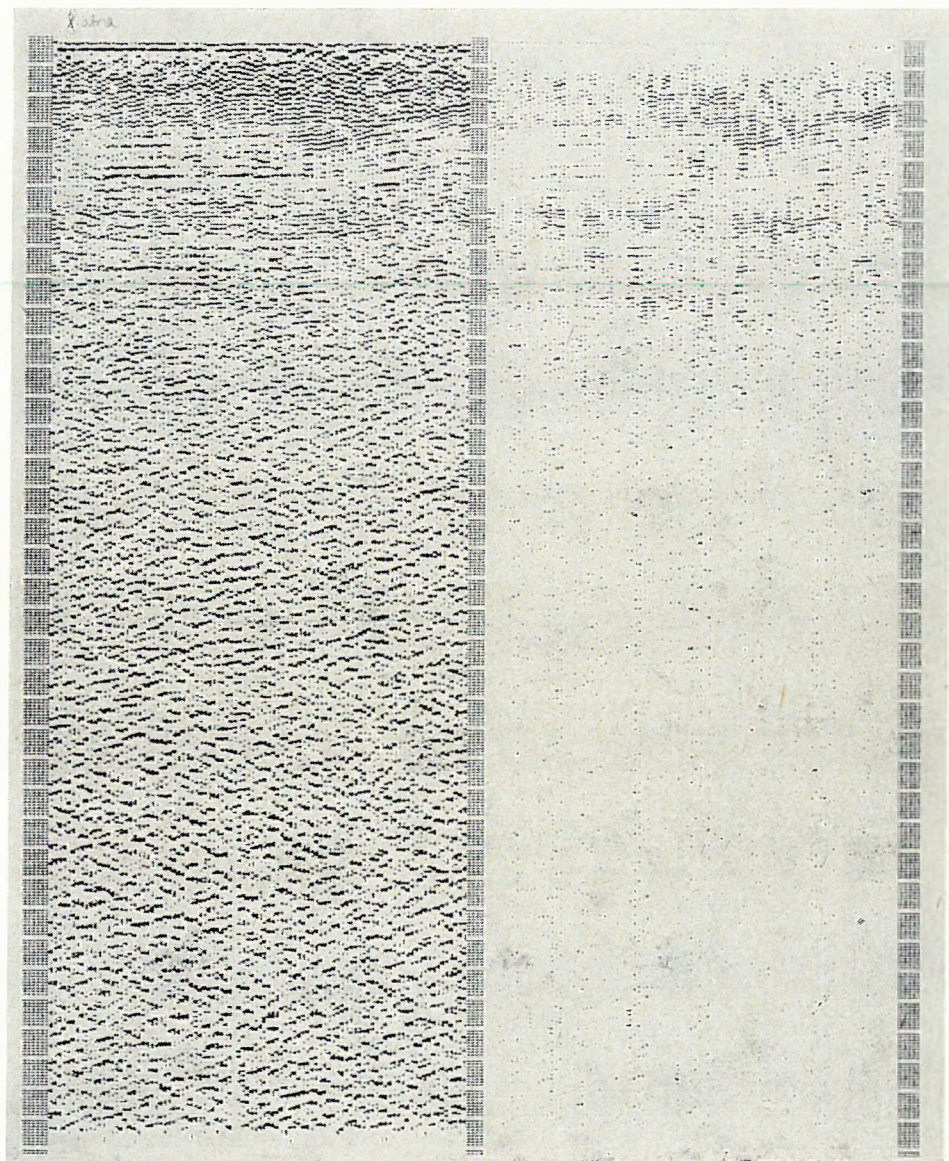


Fig. 8. Section shown on Fig. 7., after spike-deconvolution. With and without AGC

8. ábra. A 7. ábrán bemutatott stacking szelvény spike-dekonvolúció után, AGC-s és AGC nélküli kiírással

Рис. 8. Графическое изображение разреза, показанного на фиг. 7, после обратной фильтрации

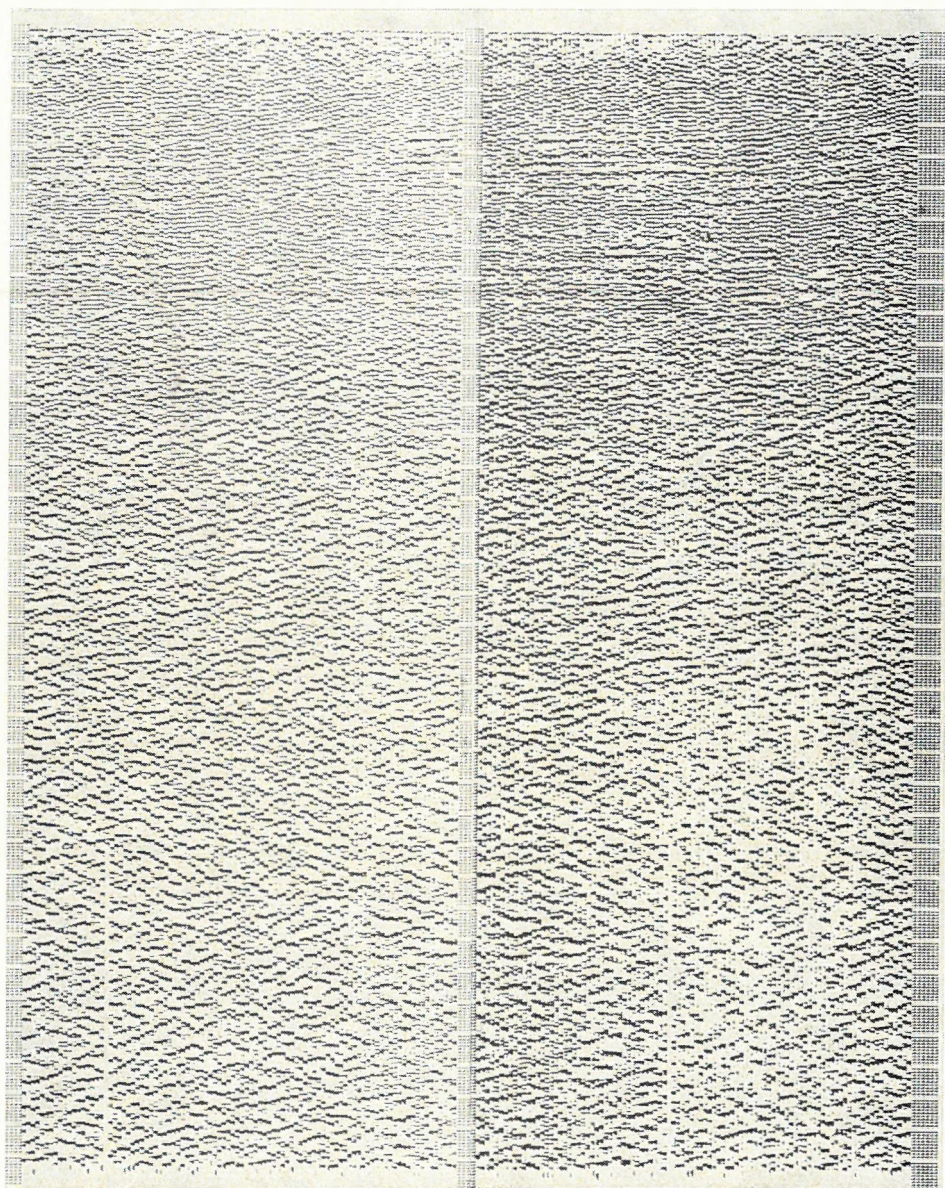


Fig. 9 "Signing combined with clipping" at levels $A = 2^5$ and 2^{10}

9. ábra. A dekonvolvált szelvény (8. ábra) „levágással kombinált előjelzése”, A értéke 2^5 és 2^{10}

Рис. 9. Замена деконволюированного профиля (фиг. 8) с массивом знаков после «отрезания» значений, меньших A ; $A = 2^5, 2^{10}$

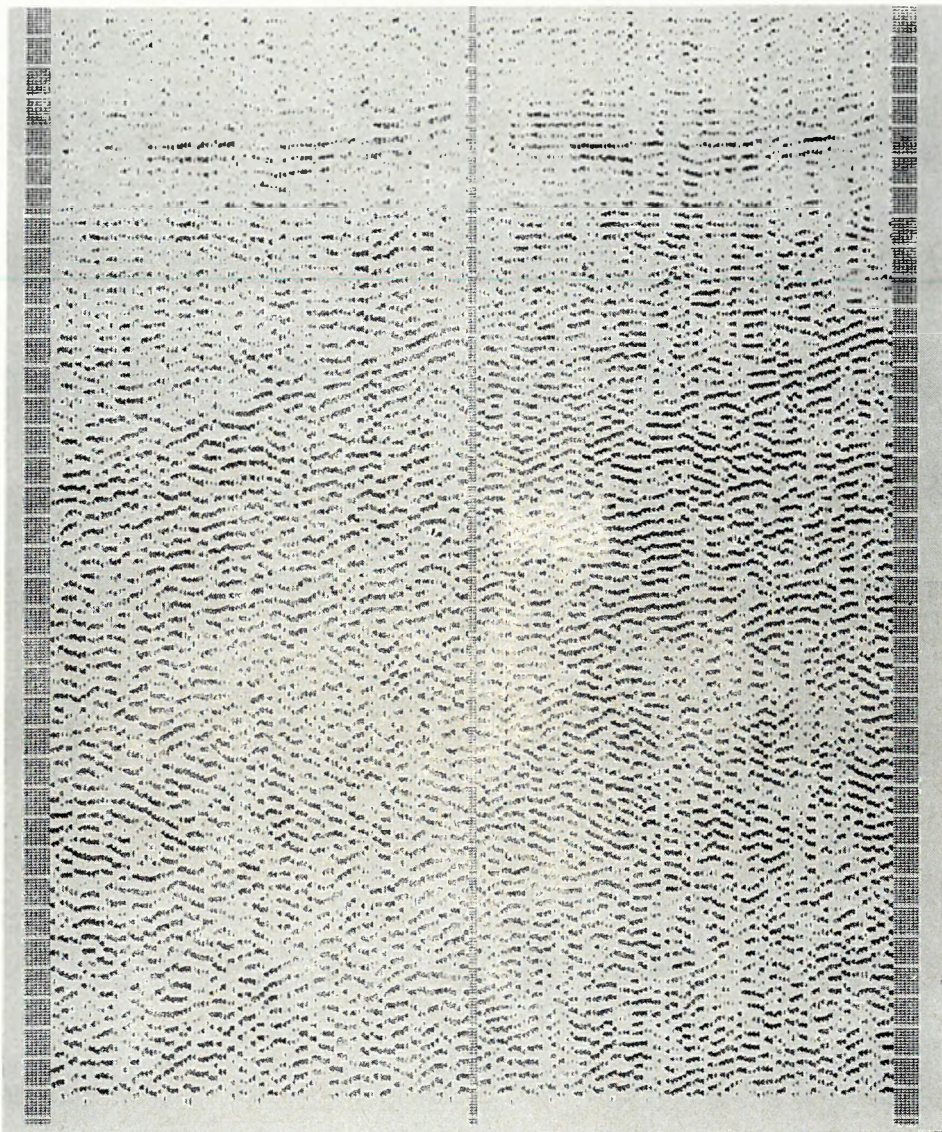


Fig. 10 Digital filter analysis on compressed data, using (15–25) Hz and (20–30) Hz bandpass filters

10. ábra. Digitális szűrőanalízis az adatkompresszió utáni anyagon (15–25) Hz-es és (20–30) Hz-es sávszűrőkkel

Рис. 10. Цифровой фильтрационный анализ после компрессии данных с использованием полосовых фильтров (15–25 гц) и (20–30 гц)

Conclusions

The survey of literature given in the first part of the paper, theoretical considerations on the redundancy of seismic traces and most of all the results of processing sign bit data prove beyond doubt that the dynamic range of present day digital recording is much more than required by routine morphoseismic tasks. Keeping in mind the goals of lithoseismics, it is of course out of question to advocate any reduction of dynamic range. It can also be foreseen that lithoseismic tasks will have to be solved on very fast, floating point computers—but it's a very uneconomic way to employ the same machines to low-accuracy preliminary processing.

As an optimal solution we look forward in the near future to the use of fast, cheap pre-processors having only a few bits and special arithmetics, for most tasks of preliminary processing. We hope the realization of the amount of information contained in sign bits would give a new impetus to the development of field computers.

REFERENCES

- ANSTEY, N. A.—NEWMAN, P., 1966: The sectional autocorrelogram and the sectional retro-correlogram. *Geophysical Prospecting* 14, No. 4, pp. 389–426
- BACKUS, M. L.—CHEN, R. L., 1974: Flat spots in HC exploration. 36th EAEG Meeting, Madrid
- BARR, F. J. Jr., 1971: An automatic X^2-T^2 velocity analysis. 41st SEG Meeting, Houston
- BELAYEVA, A. I.—ROGOZA, O. I.—SEMEENOVA, S. A., 1966: Certain results of dynamic analysis of reflected waves in Kuleskovka oil field. *Internat. Geol. Rev.* 10, No. 9, pp. 1067–1072
- BEREZNEV, V. A.—MALOVICHKO, A. A., 1972: Determination of the absorption coefficient from the change of dominant frequencies. *Vopr. Obrabotki i Interpretatsii Geof. Nabl.* No. 292, pp. 122–124 (in Russian)
- BOIS, P., 1974: Compatibility of seismic data processing with compression of seismic information. 36th EAEG Meeting, Madrid
- BORN, W. T., 1941: The attenuation constant of earth materials. *Geophysics* 6 No. 1, pp. 132–148
- BRILLOUIN, L., 1956: *Science and Information Theory*. Academic Press, Inc. New York
- BYAKOV, YU. A.—RYAZANOVA, T. A., 1974: Estimation of the dynamic range of reflected waves at normal incidence. *Vopr. Obrabotki i Interpretatsii Geof. Nabl.* No. 11, pp. 141–144 (in Russian)
- CARLYLE, J. W., 1968: Nonparametric methods in detection theory. In: *Communication Theory*, Ed. by A. V. BALAKRISHNAN. McGraw-Hill, Inc. New York
- CARRS, B. W.—NEIDELL, N. S., 1966: A geological cyclicity detected by means of polarity coincidence correlation. *Nature* 212 Oct. 8, pp. 136–137
- CLAERBOUT, J. F., 1968: Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response. *Geophysics* 33 No. 2, pp. 264–269
- COCHRAN, M. D., 1973: Seismic signal detection using sign bits. *Geophysics* 38 No. 6, pp. 1042–1052
- CRAFT, C., 1973: Detecting hydrocarbons for years, the goal of Exploration Geophysics. *Oil and Gas J.* Feb. 19.
- DIEKMANN, E.—WIERCZEYKO, E., 1970: A possible method for determining the extent of spread of the gas in an aquifer storage by seismic techniques. 11th International Gas Conference, Moscow
- EISNER, E., 1970: Inversion of seismograms. *Geophysics* 35 No. 3, pp. 404–406
- FARA, H. D.—SCHEIDEGGER, A. E., 1961: Statistical geometry of porous media. *Journal of Geoph. Res.* 66, No. 10, pp. 3279–3284
- GAROTTA, R., 1971: Selection of seismic picking based upon the dip, move-out and amplitude of each event. *Geophysical Prospecting* 19, No. 3, pp. 357–370
- GOBLICK, T. J. Jr., 1965: Theoretical limitations on the transmission of data from analog sources. *IEEE Trans. Inf. Theory* IT-11, pp. 558–567
- GOODMAN, L. M., 1966: Optimum sampling and quantizing rates. *Proc. IEEE* 54, No. 1, pp. 90–92

- GURVICH, I. I., 1973: Dynamic range of registrations in the seismic reflection method. *Razv. Geof.* 60, pp. 3-8 (in Russian)
- HILTERMAN, F., 1974: Direct detection of hydrocarbons using reflection data. University of Houston, Geology Dept. Manuscript
- HUANG JEN-HU, 1961: Change in the spectral properties of seismic waves during generation, propagation and recording. C. Sc. Thesis, Budapest (in Hungarian)
- JANKOWSKY, W., 1971: New aspects of quantitative interpretation of velocity data and their impact on the geological evaluation of exploration prospects. AAPG Convention, Houston
- KATS, S. A.-KONDRATOVICH, YU. V.-ISAEV, V. S.-VILKOVA, E. S., 1969: Effect of a random structure of a bed member upon dynamic characteristics of the reflected waves. *Prikl. Geof.* 57 pp. 70-80 (in Russian)
- KORVIN, G., 1973: Certain problems of seismic and ultrasonic wave propagation in a medium with inhomogeneities of random distribution. *Geof. Közl.* 21, Nos. 1-4 pp. 5-57
- KUNETZ, G., 1963: Quelques exemples d'analyse d'enregistrements sismiques. *Geoph. Prospecting* 11, No. 4, pp. 409-422
- LEENHARDT, O.-DELSERRE, MARIE-ANNE, 1974: The value of lithoseismics. The Phone, Winter 1974, pp. 36-38
- LINDSETH, R. O., 1972: Lithology information from seismic traces. 42nd SEG Meeting, Anaheim, Calif.
- LINDSEY, J. P., 1974: Bright spot: A progress report and look ahead. *World Oil*, Apr. 1974
- LYONS, P.-DOBRIN, M. B., 1972: Seismic exploration for stratigraphic traps. In: *Stratigraphic Oil and Gas Fields—Classification, Exploration Methods, and Case Histories*. AAPG Memoir 16 and SEG Spec. Publ. No. 10, pp. 225-243
- MATEKER, E. J. Jr., 1971: Lithologic predictions from seismic reflections. *Oil and Gas J.* Nov. 8, 1971
- MEIDAV, T., 1969: Hammer reflection seismics in engineering geophysics. *Geophysics* 34, No. 3, pp. 383-395
- MELTON, B. S.-KARR, P. R., 1957: Polarity coincidence scheme for revealing signal coherence. *Geophysics* 22, No. 3, pp. 553-564
- NORTHWOOD, E. J.-WEISINGER, R. C.-BRADLEY, J. J., 1967: Recommended standards for digital tape formats. *Geophysics* 32, No. 6, pp. 1073-1084
- NUTTAL, A. H., 1958: Theory and application of the separable class of random processes. MIT Research Lab. Electronics, Tech. Rept. No. 343
- OSSENBERG, K., 1968: Vergleich der Eigenschaften des Relaiskorrelators mit denen des klassischen Korrelators. Ph. D. Dissertation, Hannover
- PAULSON, K. V.-MERDLER, S. C., 1968: Automatic seismic reflection picking. *Geophysics* 33, No. 3, pp. 431-440
- PETROVICS, I.-JÁNVÁRI, J.-KORVIN, G.-SÍPOS, J., 1975: Investigation of the correlation of reflecting horizons via digital filtering and energy analysis. *Magyar Geofizika*, in press (in Hungarian)
- POLSHKOV, M. K. et al.: Interpretation of seismic exploration data using digital computers. 8th World Petr. Congress, Moscow
- POSGAY, K.-KORVIN, G.-VINCZE, J., 1971: Concepts of seismic digital instrumental and methodological development in the ELGI. *Geof. Közl.* 20, Nos. 1-2, pp. 9-16
- QUARLES, M. Jr.-MAYNE, W. H., 1973: Correlation of Extracted Seismic Properties (ESP) with known oil and gas deposits. *Geoph. Soc. Houston Seminar*, 1973, Oct.
- RAPOPORT, M. B., 1969: Certain seismic applications of correlation theory. *Prikl. Geof.* 56, pp. 21-30 (in Russian)
- SAVIT, C. H., 1960a: Preliminary report: a stratigraphic seismogram. *Geophysics* 25, No. 1, pp. 312-321
- SAVIT, C. H., 1960b: Use seismic data to find stratigraphic traps. *Oil and Gas J.* April 11, 1960
- SAVIT, C. H., 1974a: Accuracy requirements of seismograph recording systems. 36th EAEG Meeting, Madrid
- SAVIT, C. H., 1974b: Bright spot in the energy picture. *Ocean Industry*, Febr. 1974
- SAVIT, C. H.-GOLDBERG, S. S., 1973: How many bits does a seismograph need? 43rd SEG Meeting, Mexico City
- SAVIT, C. H.-MATEKER, E. J. Jr., 1971: From "where?" to "what?". 8th World Petr. Congress, Moscow
- SHERIFF, R. E., 1973: Factors affecting amplitude—a review of physical principles. *Geoph. Soc. Houston Seminar*, Oct. 8-9, 1973
- STONE, C. B., 1974: Geophysical hydrocarbon indicators. 36th EAEG Meeting, Madrid

- TEGLAND, E. R., 1970: Sand—shale ratio determination from seismic interval velocity. 23rd Ann. Midwestern Meeting of SEG and AAPG, Dallas
- VAN VLECK, J. H., 1943: The spectrum of clipped noise. Radio Res. Lab. Rept. 51. Harvard. Reprinted in Proc. IEEE 54, No. 1, pp. 2-19 (1966)
- VOLAROVICH, M. P.-GZOVSKY, M. V.-LEVYKIN, A. I.-OSOKINA, D. N., 1969: The correlation between attenuation decrements and the elastic moduli of rocks. Izv. Earth. Phys. No. 12, pp. 18-26
- WOOD, L. C., 1974: Seismic data compression methods. Geophysics 39, No. 4, pp. 499-525
- ZAHARCHENKO, V. V.-KOROSTISHEVSY, M. B., 1973: Representation of reflection seismic records by means of their extremal values. Razv. Geof. 58, pp. 35-39 (in Russian)

REFLEXIÓS SZEIZMIKUS ADATOK CSÖKKENTETT BITSZÁMÚ FELDOLGOZÁSA

KORVIN GÁBOR, PETROVICS ILONA

Bevezetés

A dolgozatban beszámolunk az utóbbi években végzett kísérleteinkről, amelyekkel azt kívántuk eldönteni, hány bit pontossággal szükséges elvégezni a szeizmikus adatfeldolgozás alapvető eljárásait. Úgy találtuk, hogy a néhány bitet — szélsőséges esetben csupán az adatok előjelét — felhasználó feldolgozás egyenértékű lehet a teljes adatdinamikát igénybevevő eljárással.

Problémafelvetés és történeti áttekintés

Ha átlapozzuk az utóbbi években megjelent szeizmika irodalmat, meglepődve vesszük észre, hogy a szeizmikus adatfeldolgozáshoz szükséges dinamikatartomány kérdésében a szerzők véleménye korántsem egységes. Az 1971-es moszkvai kőolaj világkongresszuson SAVIT és MATEKER "From "Where?" to "What?"-jával egy időben POLSHKOV megemlíti, hogy a szeizmikus csatornák az *extrémumok* megadásával is jól leírhatók. Az 1973-as SEG ülés (Mexico City) és a 74-es EAEG találkozó (Madrid) kellemes meglepetése — a sok bright spot előadás között —, amikor SAVIT bejelenti, hogy 4 bit *lebegőpont* és az *előjelbit* elegendő a VIBROSEIS mérési anyag feldolgozásához. Az 1974-es dallasi SEG ülés már külön szekciókban foglalkozott a közvetlen szénhidrogén detektálás, ill. az előjeles feldolgozás kérdéseivel.

A digitális szeizmika, célkitűzéseit és dinamikaigényét tekintve, két fő irányra osztható: *morfoszeizmikára* és *litoszeizmikára*. Az elnevezés LEENHARDT és DELSERRE 1974 cikkéből származik, a két irányzat világos megkülönböztetése jóval előbb, MATEKER 1971, SAVIT és MATEKER 1971 dolgozatában megtörtént. LEENHARDT és DELSERRE szerint:

"... if by means of reflection, we can determine the shape of a reflector—it could be called *morphoseisms*"

"... as we have come to lithology by means of seismics, we propose to call this method *lithoseisms*"

vagyis:

a morfoszeizmika a reflexiós határfelületek *geometriai viszonyait*, a litoszeizmika ezen túlmenően a *litológiai paramétereket* határozza meg.

A litoszeizmika, többek között, a következő paraméterek meghatározására törekszik:

a) Folyamatos, pontos intervallumsebesség (pl. a TELEDYNE Corp. CONVEL eljárása, vagy a WESTERN cég VELAN eljárása);

b) Intervallumsebességből homok—agyag arány meghatározása (TEGLAND 1970);

c) Intervallumsebesség-anomáliákból túlnyomásos zónákra következtetés (JANKOWSKY 1971);

d) Intervallumsebességből sűrűség és rugalmas paraméterek becslése (JANKOWSKY 1971);

e) Intervallumsebesség és abszorpciós együttható együttes értelmezésével üledékes kőzetek osztályozása (SAVIT és MATEKER 1971, KORVIN 1973, VOLAROVICH et al. 1969);

f) Amplitúdó-anomáliák alapján sztratigráfiai csapdák kimutatása (SAVIT 1960a, b; GAROTTA 1971; BELYAYEVA et al., 1966; LYONS és DOBRIN 1972 stb.);

g) Szénhidrogén közvetlen kimutatása (DIEKMAN és WIERCZEYKO 1970; CRAFT 1973; SAVIT 1973, 1974; LINDSEY 1974; HILTERMAN 1974; BACKUS és CHEN 1974; STONE 1974; QUARLES 1973 stb.).

A fenti kérdéskörnek szentelt legtöbb dolgozat megemlíti a nagydinamikájú regisztrálás és a relatív amplitúdóarányokat megőrző, lehetőleg *lebegőpontos* feldolgozás szükségességét. (CRAFT 1973 pl. 10^{-38} -tól 10^{+38} -ig terjedő dinamika lebegőpontos ábrázolásáról beszél!) Nem tudunk olyan dolgozatról, amely a nagy dinamika *nyilvánvaló* szükségességének hangsúlyozásán túl meghatározta volna, hány bit szükséges valóban az egyes litoszeizmikus célok eléréséhez.

Köztudott, hogy a „klasszikus” *morfoszeizmikus* feldolgozás céljaira a nagydinamikájú digitális felvételek anyaga erősen *redundáns*.

SAVIT (1973, 74) kísérletei szerint VIBROSEIS anyag elsődleges feldolgozásához az előjel és a négy IFP bit, robbantással nyert anyag feldolgozásához 21 bit terjedelmű fixpontos dinamika elegendő. Szovjet kutatók (POLSHKOV et al. 1971; ZAHARCHENKO és KOROSZTÜSEVSKIJ 1973) megállapítják, hogy a szeizmikus csatorna a minimum- és maximumhelyek megadásával gyakorlatilag meghatározott. Csupán a maximumhelyek figyelembevételével reflexiódetektálás is végrehajtható (PAULSON és MERDLER 1968), a nullátmenetek felhasználásával automatikus sebességanalízis végezhető (BARR 1971). Általános tapasztalat, hogy a legtöbb szeizmikus anyag 4 — sőt esetenként 8 — millisekundumos átmintavételezéssel feldolgozható. További adatkompresziót kínál a RADEMACHER, WALSH és PALEY transzformáció alkalmazása (BOIS 1974; WOOD 1974).

A szeizmikus felvételek redundanciáját legdrasztikusabban úgy csökkenthetjük, ha az adatok helyett csupán ezek előjelét hagyjuk meg.

MELTON és KARR már 1957-ben felvetette az előjelkoincidencia felhasználását jeldetektálás céljára (elméleti megalapozás és további irodalom CARLYLE 1968-as cikkében található). Intézetünkben 1972-ben készítettük el az előjelkoincidenecián alapuló sebességanalízis programot, hasonló megoldást közöl COCHRAN 1973. Dolgozatának érdekessége, hogy javasolja az előjeles sebességanalízis cél-hardware-rel való megvalósítását.

A hírközlésméletben régóta ismert, hogy az előjelekkel végzett korrelációs műveletek sok esetben kielégítő eredményt adnak perióduskutatás és teljesítményspektrum-becslés céljára (VAN VLECK, 1943, 1966; OSSENBERG, 1968). FARA és SCHEIDEGGER (1961) porózus közegek geometriájának leírására, CARRS és NEIDELL (1966) rétegsorok ciklicitásának bizonyítására használja az előjel-koincidencia korrelációt. BORTFELD és RISTOW (1969) szerint terepi megjelenítés céljára a szeizmikus felvételeknek a VIBROSEIS-sweep előjeleivel való korrelációja is elegendő lehet.

Megemlítjük, hogy a legtöbb szeizmikus plotter dinamikatartománya 7—10 bit, de sekélyszeizmikus vizsgálatoknál csupán a zérus-átmeneteket megjelenítő kiírásmód (MEIDAV, 1969), stacking szelvények, vagy a legkisebb offsetű, korrigálatlan csatornákból álló szelvény esetén az adatok előjelbitjének kiírása (1 ha $x < 0$, 0 ha $x \geq 0$) is meglepően sok információt szolgáltat.

Mennyi információt tartalmaz egy szeizmikus csatorna?

Tételezzük fel, hogy a digitális mágnesszalagon, vagy a számítógépben, minden egyes szeizmikus adatot m bittel kódolunk; a szeizmikus csatorna adatainak száma legyen $N + 1$, a mintavételi távolság Δt , a digitálás előtti jelek felső határfrekvenciája f_{\max} , a csatorna teljes időtartama T . Helyes mintavételezés esetén fennállnak a következő összefüggések:

$$2f_{\max} \cdot \Delta t = 1; \quad T = N \cdot \Delta t; \quad N = T \cdot 2f_{\max}. \quad (1)$$

Ideális esetben, ha az adatok egymástól függetlenek, a csatorna információ-tartalma maximális:

$$I = I_{\max} = (N + 1) m \text{ bit} \approx 2f_{\max} \cdot T \cdot m \text{ bit}. \quad (2)$$

A gyakorlatban előforduló szeizmikus csatornák információ-tartalma természetesen ennél mindig kisebb, hiszen az egymásutáni adatok korrelálnak, a spektrum $[0, f_{\max}]$ -ban nem fehér.

Tételezzük fel például, hogy az f_{\max} -ig fehér spektrum helyett a spektrum csak $f_1 < f_{\max}$ -ig terjed és $f_0 < f_1$ -nél maximumot mutat. A csatorna leírásához szükséges szabadsági fokok száma (l. BRILLOVIN, 1956)

$$M = 2f_1 \cdot T + 1,$$

az információ-tartalom tehát nem több mint

$$I = (2f_1 T + 1) m \approx 2f_1 \cdot T \cdot m < I_{\max}. \quad (3)$$

Mivel a spektrum $[0, f_1]$ -ben sem fehér, a tényleges információ-tartalom még kisebb. Legyen $f_0 \ll f_m$ (pl. $f_0 = 30$ Hz, $f_m = 250$ Hz), tételezzük fel, hogy az adatok előjellel együtt m bites, fiktív egész számok, ekkor — ha a spektrum f_0 -ban rezonancia-szerű maximumot mutat — egy mintavételi ciklus alatt az adatok változása nem nagyobb, mint

$$\begin{aligned} & \max_t \left| 2^{m-1} \sin 2\pi f_0 t - 2^{m-1} \sin 2\pi f_0 (t + \Delta t) \right| \leq \\ & \leq \max_t 2^{m-1} \Delta t \cdot 2\pi f_0 |\cos 2\pi f_0 t| = 2^{m-1} \Delta t \cdot 2\pi f_0 = \pi 2^{m-1} \left(\frac{f_0}{f_{\max}} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Bevezetve a

$$\delta = \log_2 \left(\pi \cdot 2^m \frac{f_0}{2f_{\max}} \right) \quad (5)$$

jelölést, az előbbi feltételek esetén az egymás utáni adatok különbsége nem haladhatja meg a δ bitet. Nézzük meg az összes különböző csatorna számát. Az első adat 2^m féleképpen választható, a második $2 \cdot 2^\delta = 2^{\delta+1}$ -féleképpen stb., az összes lehetséges csatorna száma tehát

$$N_{\text{lehetséges}} = 2^m (2^{\delta+1})^N, \quad (6)$$

így egy csatorna információ-tartalma legfeljebb

$$I = \log_2 N_{\text{lehetséges}} = m + (\delta + 1)N.$$

A (2) és (5) egyenletek felhasználásával

$$I = m + (\delta + 1)N = m + \left(m - \log_2 \frac{2f_{\max}}{\pi \cdot f_0}\right) N = I_{\max} - N \cdot \log_2 \frac{2f_{\max}}{\pi \cdot f_0}, \quad (7)$$

vagyis adatonként kb. $\log_2 \frac{2f_{\max}}{\pi f_0}$ bit redundáns ($f_{\max} = 250$ Hz, $f_0 = 30$ Hz esetén a redundancia kb. adatonként 2 bit).

A (6) egyenlet érdekes alkalmazásaként tekintünk a szeizmikus adatok azon ábrázolását, ahol az adatok mantisszáját m_1 bittel, a BGC-t 4 bittel írjuk le, és tegyük fel, hogy a BGC adatonként legfeljebb 6 dB-lel (vagyis 1 bittel) változhat. Az egy adat ábrázolásához alkalmazott bitszám $m = 4 + m_1$, a maximális információ tehát

$$I_{\max} = (N + 1)m = (N + 1)m_1 + (N + 1)4.$$

A BGC-re tett megkötések miatt a BGC értékekben különböző csatornák száma

$$N_{\text{lehetséges}} = 2^4 \cdot 2^{2N},$$

tehát adatonként kb. 2 bit elegendő a BGC leírására — ahogy ezt a SEG A formátum is előírja (NORTHWOOD et al., 1967).

Ha elfogadjuk a szovjet iskola megállapítását, hogy az extrémumhelyek megadása jellemzi a csatornát (ZAHARCHENKO és KOROSZTÜSEVSKIJ, 1973), újabb becslést nyerhetünk a csatornák redundanciájára.

f_0 domináns frekvencia esetén — az extrémumhelyek Poisson eloszlását feltételezve — a csatorna megadásához várható értékben $2N \Delta t f_0$ extrémumot kell megadnunk. Az extrémumok értékét m bittel, helyüket egy összesen N bites sorozattal megadva, a várható információtartalom:

$$I = 2N \Delta t f_0 m + N = N \left(\frac{f_0}{f_{\max}} \cdot m + 1 \right) \ll I_{\max}. \quad (8)$$

Legalább hány bitet tartalmazzon egy szeizmikus csatorna?

A kérdés megválaszolása előtt emlékeztetünk az információelmélet egy megállapítására (BRILLOUIN, 1956), amely szerint *a számítógépes feldolgozás nem növeli az adatsorokban eredetileg meglévő információmennyiséget. A szeizmikus csatornában legalább annyi információnak kell lennie, amennyi információt a szeizmikus csatornából a feldolgozás során nyerni kívánunk.*

Tekintsük példaként az intervallumsebesség meghatározását. Több szerző (pl. KUNETZ, 1963; CLAERBOUT, 1968; EISNER, 1970; LINDSETH, 1972) szerint robotpontközeli egyedi csatornákból dekonvolúcióval és a szintetikus szeizmogram számítás algoritmusának megfordításával, vízszintes rétegződés esetén, intervallum sebességet lehet számítani. Fizikailag természetesen nem várható, hogy a domináns szeizmikus frekvenciának megfelelő hullámhossz $1/12$ -énél vékonyabb rétegeket ki tudjunk mutatni (CRAFT, 1973). A domináns frekvenciát f_0 -val, az átlagos sebességet c -vel jelölve, a kimutatható rétegvastagság alsó határa $c/12f_0$. Ha a teljes időtartomány $T = N \cdot \Delta t$, az ennek megfelelő mélységtartomány

$$z = \frac{c \cdot N \Delta t}{2},$$

és a sebességeloszlás szabadsági fokainak száma

$$N^* \approx 2z \cdot \frac{12f_0}{c} = c \cdot N \Delta t \frac{12f_0}{c} = 12N \Delta t f_0.$$

Ha a meghatározandó különböző intervallumsebesség-értékek száma N_v , az intervallumsebességek meghatározásából várható információ

$$I_v = 12N \Delta t f_0 \log_2 N_v = 6N \frac{f_0}{f_{\max}} \log_2 N_v \quad (9)$$

A (8) egyenlet szerint becsülve a szeizmikus csatorna tényleges információtartalmát, a sebességmeghatározás szükséges feltétele, hogy

$$I = N \left(\frac{f_0}{f_{\max}} \cdot m + 1 \right) > N \cdot \frac{f_0}{f_{\max}} \cdot m \geq 6 \cdot \frac{f_0}{f_{\max}} \cdot N \cdot \log_2 N_v,$$

vagyis

$$m \geq 6 \cdot \log_2 N_v.$$

Ebből látható, hogy nagy felbontóképességű, pontos sebességanalízishez *nagybit-számú* feldolgozás szükséges. Ha megelégszünk $\lambda/2$ vastagságú rétegek kimutatásával, a sebességmeghatározásból várható információ

$$I_v = 2 \cdot N \Delta t f_0 \log_2 N_v = N \cdot \frac{f_0}{f_{\max}} \cdot \log_2 N_v, \quad (10)$$

vagyis, ebben az esetben, a bitszámnak az

$$m \geq \log_2 N_v \quad (11)$$

egyenlőtlenségnek kell eleget tennie. Ha például 100 különböző intervallumsebességet akarunk kimutatni, az adatokat 6–7 bittel kell kódolnunk. 6-szoros fedés esetén például, a közös mélységponthoz tartozó csatornák adatait 1 bittel kódolva, elméletileg is megvan a lehetőség arra, hogy intervallumsebesség adatokat nyerjünk. A kódolás történhet az adatok előjele szerint (COCHRAN, 1973) vagy a negatívból pozitívba tartó nullátmenetek megjelölésével (BARR, 1971).

A sebességanalízis kérdésével kapcsolatban még megjegyezzük, hogy a sebességmeghatározás információtartalma a (9) és (10) képletben megadott értéknél általában kisebb, a soron következő rétegek sebességeinek korrelációja miatt (KATS et al., 1969; KORVIN, 1973).

Nehéz feladat lenne hasonló módon megbecsülni, hány bit szükséges az egyes litoszeizmikai feladatok megoldásához. Az abszorpciós együttható becsülésével kapcsolatban pl. felvetődhet, hogy lineáris abszorpciós mechanizmus esetén az együttható a domináns frekvencia eltolódásából számítható (BEREZNEV és MALOVICHKO, 1972; HUANG JEN-HU, 1961), ez utóbbi viszont a nullátmenetek gyakoriságának számolásával vagy a VAN VLECK algoritmussal is meghatározható (CARRS és NEIDELL, 1966). Bizonyos esetekben a szeizmikus hullámok elnyelődésében nem a lineáris abszorpciós mechanizmus dominál (PETROVICS et al., 1975), így az abszorpciós törvény meghatározásához a domináns frekvencia vizsgálata nem elég, teljesítményspektrumokat kell számítani (RAPOPORT, 1969). *Elegendő hosszú időablakok* esetén

elméletileg a teljesítményspektrum polaritáskorrelációból (VAN VLECK, 1943, 1966), ill. auto-relaiskorrelációból (OSSENBERG, 1968; NUTTAL, 1958) is számítható; rövid időablakok esetén az abszorpciós együttható számításához lényeges a nagyfrekvenciás komponensek pontos ismerete, tehát a nagy adatdinamika.

Az optimális mintavételezés és kvantálás kérdéséhez: a bitszám és a dinamika kapcsolata

Az előző fejezetben a szükséges bitek számát a feldolgozástól várható információ mennyiségből kiindulva vizsgáltuk. Tekintsük most át a kérdéskört a szeizmikus jelek és a felvevőműszerek dinamikatartományának szempontjából.

Ha a szeizmikus mérés folyamán t_1 és t_2 időpillanatok között regisztrálunk szeizmikus jeleket, a legnagyobb jel csúcsmplitúdója η_1 , a legkisebbé η_2 , a szeizmikus rezgés dinamikatartománya

$$D_A = 20 \lg \frac{\eta_1}{\eta_2} \text{ dB.} \quad (12)$$

A dinamikatartományt az η_1 és η_2 jelek spektrumából is becsülhetjük, ekkor

$$D(f) = 20 \lg \frac{|S_1(f)|}{|S_2(f)|} \text{ dB,} \quad (13)$$

ahol S_1 és S_2 az η_1 , ill. η_2 jelek spektruma. A (13) képletből megállapított dinamikatartomány frekvenciafüggő, a tényleges dinamikát úgy állapíthatjuk meg, hogy széles frekvenciasávon a (13) kifejezés maximumát vesszük.

A legnagyobb jel nagyságára és spektrumára csak a rezgéseltetés mechanizmusának és a felszínközeli összlet tulajdonságainak pontos ismeretében következtethetünk. A legkisebb hasznos jel nagyságát és spektrumát a szférikus divergencia, reflexiós veszteségek és az abszorpció figyelembevételével becsülhetjük (BORN, 1941; POSGAY et al., 1971; GURVICH, 1973; SHERIFF, 1973; BYAKOV és RYAZANOVA, 1974), ehhez azonban a területre vonatkozó sebesség és abszorpciós adatok szükségesek. A D_A dinamikatartomány meghatározásának jelenleg elképzelhető egyetlen módját abban látjuk, hogy η_1 -et a felvevő műszerrel érzékelhető legnagyobb jelamplitúdónak választjuk, a legkisebb kimutatni kívánt η_2 jel helyett viszont azt a talajnyugtalanosság szintje alatt levő legkisebb jelszintet vesszük, amely a rendelkezésre álló energiakeltő és feldolgozási eszközökkel a zajhátterből még kiemelhető.

A szeizmikus felvevő műszer D_I dinamikatartományának szokásos definíciója

$$D_I = 20 \lg \frac{A_{\max}}{A_N} \text{ dB,} \quad (14)$$

ahol A_{\max} a műszerrel torzítás nélkül érzékelhető legnagyobb jel amplitúdója, A_N a műszer saját zajának várható amplitúdószintje.

Ha a szeizmikus felvételek regisztrálása *digitális formában* történik — egy adatot az előjellel együtt összesen m bittel ábrázolva — a regisztrálás dinamikatartománya

$$D_d = 20 \lg 2^{m-1} = 6(m-1) \text{ dB.} \quad (15)$$

A regisztrálás dinamikartományát célszerű a felvevő műszerénél valamivel nagyobbra választani, hogy a műszerzajnál kisebb jelek számítógépes feldolgozással kimutathatók legyenek (GURVICH, 1973 szerint pl. 6–7 bitet célszerű ilyen célokra a műszerzaj ábrázolására áldozni).

Helyesen választott felvevő műszer, konverter és regisztrálási módszer esetén

$$D_A \leq D_I < D_d, \quad (16)$$

vagyis, (12) és (15) összevetésével

$$m - 1 > \frac{D_A}{6} \quad (17)$$

adódik a digitális regisztrálásnál szükséges bitek számára. A szeizmikus jelek dinamikartománya által indokolt bitszám és az adatsoroknak a feldolgozás során tapasztalt redundanciája közötti paradoxon okai a következők lehetnek:

1. Digitális jelek üzembiztos átviteléhez és tárolásához egy bizonyos fokú redundancia okvetlenül szükséges. (Indokolt pl. a 9 sávós digitális mágnesszalagok SEG A formátumában az a kikötés, hogy az U és G bitek helyes felírásának ellenőrzésére megadott időközönként a BGC értékek *tényleges* értéke is szerepeljen.)

2. A nagydinamikájú szeizmikus adatfeldolgozás eredményét jóval kisebb dinamikájú plotteren jelenítjük meg.

3. Elsődleges feldolgozásnál sokszor nem célunk a reflexiós szintekről beérkező jelek alakjának pontos ismerete, csupán a jel *beérkezését*, tehát több csatornán egy időben való megjelenését kell detektálnunk. Ilyen esetben a jeldetektálás előjelkoincidencia módszerekkel is elvégezhető (CARLYLE, 1968).

4. A szeizmikus jelek dinamikartományát a (12) vagy (13) egyenlet szerint becsülve gyakran nem veszünk tudomást a talajnyugtatlanságról és a műszerzajról, és így (17)-ből irreálisan nagy bitszámot kapunk, vagy nem rendelkezünk olyan eljárással, amellyel a zajszint alól a kis jeleket kiemelhetnénk.

5. A szeizmikus jelek dinamikartományának megállapításakor (12) esetén nem vesszük figyelembe, hogy különböző időkapukban, ill. (13) esetén a különböző frekvenciasávokban más-más lehet a dinamikartomány, tehát pl. az időben állandó bitszámot alkalmazó digitális regisztrálás bizonyára nem optimális.

Az 5. pont megvilágításához néhány szót kell szólnunk az analóg jelek *optimális mintavételezésének és kvantálásának kérdéséről* (l. pl. BRILLOUIN, 1956, GOODMAN, 1966).

GOODMAN (1966) nyomán a következőképpen vázoljuk az analóg jelek mintavételezésének és kvantálásának folyamatát. A mintavételezendő $x(t)$ analóg jelet egy W Hz sáv szélességű ideális aluláteresztő szűrőn bocsátjuk át, a szűrés kimenetéből $1/2W$ sec időközönként mintát veszünk, a kapott y_i mintákat valamilyen módon n osztályba soroljuk és minden y_i mintavételi értéknek megfeleltetjük az $\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_n$ számok valamelyikét. Az \hat{y}_i számokat $\log_2 n$ bitet felhasználva binárisan kódoljuk, és egy R bit/sec kapacitású digitális hírközlő csatornán egy távoli számítógépbe küldjük, vagy R bit/sec sebességgel digitális információhordozón rögzítjük. Az információt a vevő oldalon dekódoljuk, és digitális vagy analóg technikával visszaállítjuk az $x(t)$ jel egy $\hat{x}(t)$ közelítését. Az információtovábbítás (letárolás) R bit/s sebessége rögzített, az optimális mintavételezés és kvantálás feladata az $1/2W$ mintavételi köz,

a kvantálás lépcsőinek száma (n), és az $\hat{y}_1, \dots, \hat{y}_n$ olyan megválasztása, hogy az

$$E[(x(t) - \hat{x}(t))^2] \quad (18)$$

várható hiba minimális legyen.

Foglalkozzunk először az $\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_n$ kvantálási szintek optimális megválasztásával. Tegyük fel, hogy az x valószínűségi változó értéke $[0, 1]$ -ben egyenletes eloszlású. Készítsük el a $[0, 1]$ intervallum tetszőleges

$$0 = x_0 < x_1 < x_2 < \dots < x_{n-1} < x_n = 1 \quad (19)$$

felosztását és kvantáljuk x -et a következő módon:

$$x = q_k, \quad \text{ha} \quad x_{k-1} \leq x < x_k, \quad (20)$$

ahol q_1, \dots, q_n tetszőleges számok. A kvantálás várható hibája

$$\begin{aligned} E &= \sum_{k=1}^n \int_{x_{k-1}}^{x_k} (x - q_k)^2 dx = \sum_{k=1}^n \int_{x_{k-1}}^{x_k} \left(x - \frac{x_{k-1} + x_k}{2} \right)^2 dx + \\ &+ \sum_{k=1}^n (x_k - x_{k-1}) \left(\frac{x_{k-1} + x_k}{2} - q_k \right)^2. \end{aligned}$$

Látható, hogy a q_k -k optimális választása

$$q_k = \frac{x_{k-1} + x_k}{2},$$

ez esetben a hiba várható értéke

$$E = \sum_{k=1}^n \int_{x_{k-1}}^{x_k} \left(x - \frac{x_{k-1} + x_k}{2} \right)^2 dx = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^n (x_k - x_{k-1})^3. \quad (21)$$

Bevezetve a

$$\mu_k = x_k - x_{k-1}; \quad k = 1, 2, \dots, n$$

segédváltozókat, az $\{x_k\}$ felosztás optimális megválasztásához a következő feltételes szélsőértékfeladatot kell megoldanunk:

$$\mu_1^3 + \mu_2^3 + \dots + \mu_n^3 = \min,$$

$$\mu_1 + \mu_2 + \dots + \mu_n = 1.$$

A feladatot a Lagrange-paraméter bevezetésével megoldva, optimális megoldásnak

$$\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_n = \frac{1}{n} \quad (22)$$

adódik, tehát az optimális kvantálást a $[0, 1]$ intervallum *ekvidisztáns felosztása* adja vagyis a

$$q_k = \frac{2k-1}{2n}, \quad \text{ha} \quad \frac{k-1}{n} \leq x < \frac{k}{n} \quad (23)$$

képlettel definiált kvantálás. A hiba várható értéke (21) és (22) szerint:

$$E = \frac{1}{12} \sum_{k=1}^n (x_k - x_{k-1})^3 = \frac{1}{12} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (24)$$

Vizsgáljuk most meg egy Δt mintavételi közzel digitalizált szeizmikus csatorna optimális kvantálásának a kérdését. Tételezzük fel, hogy a csatorna amplitúdómenete exponenciálisan csökken, az

$$e^{-at} = e^{-an \Delta t} \quad (25)$$

törvényszerűség szerint. Az információtovábbítás (ill. rögzítés) sebessége legyen R nat/s (1 nat = 1.442695 bit). Tegyük fel, hogy az első N mintát egyenként n_1 lépcsővel, a második N mintát n_2 lépcsővel stb. kvantáljuk.

Az egyes időszakaszokban fellépő hibák, (24) szerint:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{N}{12} \cdot \frac{1}{n_1^2}, \\ E_2 &= \frac{N}{12} \cdot \frac{1}{n_2^2} \cdot e^{-2aN \Delta t}, \\ E_3 &= \frac{N}{12} \cdot \frac{1}{n_3^2} \cdot e^{-4aN \Delta t}, \\ &\vdots \end{aligned}$$

M időszakasz esetén az összhiba

$$E = \frac{N}{12} e^{2aN \Delta t} \sum_{k=1}^M \frac{1}{n_k^2} e^{-2aNk \Delta t}.$$

Az n_i lépcsőt felhasználó kvantálás esetén egy adat leírásához $\ln n_i$ nat információt kell továbbítani, M időablak esetén $MN \Delta t$ idő alatt összesen

$$N \sum_{k=1}^M \ln n_k$$

nat információt, ahol

$$\frac{N \sum_{k=1}^M \ln n_k}{MN \Delta t} = R \text{ nat/s.}$$

Az n_k kvantálási lépésszámok optimális megválasztásához a

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=1}^M \frac{1}{n_k^2} e^{-2\alpha N k \Delta t} &= \min \\ \sum_{k=1}^M \ln n_k &= MR \Delta t = Q \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

feltételes szélsőértékfeladatot kell megoldanunk. Bevezetve a $v_k = \ln n_k$ jelölést, (26) egyszerűbb alakot ölt:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=1}^M e^{-2v_k - 2\alpha N k \Delta t} &= \min \\ \sum_{k=1}^M v_k &= Q \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Bevezetve a λ Lagrange-paramétert, egyszerű számolással a következőt kapjuk az optimális kvantálásra:

$$v_k = R \Delta t + \alpha N \Delta t \left(\frac{M+1}{2} - k \right). \quad (28)$$

A (28) egyenlet jelentése: exponenciálisan csökkenő burkolójú analóg jeleket Δt mintavételi távolsággal és R nat/s információtovábbítási lehetőséggel úgy kódolhatunk optimálisan, ha a nagyobb dinamikájú szakaszokon több lépcsőt, a kisebb dinamikájú szakaszokon kevesebb lépcsőt alkalmazunk.

Az előbbi eredmény, tudomásunk szerint, az irodalomban nem ismeretes. Hasonló vizsgálatokat végzett GOBLICK (1965), ő azonban a (25) exponenciálisan csökkenő burkoló helyett az $x(t)$ folyamat spektrumának exponenciális csökkenését tételezte fel.

Néhány gyakorlati példa reflexiós szeizmikus adatok csökkentett bitszámú feldolgozására

Az utóbbi években számos kísérletet végeztünk a reflexiós mérési adatok csökkentett dinamikájú feldolgozására.

Valamennyi kísérletünket az ELGI MINSZK-32 számítógépén, az Intézetünkben kidolgozott DSZK programrendszer felhasználásával végeztük. A gép 64 k szó kapacitású, fix- és lebegőpontos aritmetikájú, 37 bit szóhosszúságú (a rutin szeizmikus feldolgozás 18 bit-re normált adatokkal, fixpontosan történik). A vizsgálatokat robbantással keltett, SDT-1, SDT-2, SD-10 magyar, ill. magyar-NDK fejlesztésű digitális felvevőműszerekkel regisztrált, többszörös fedésű szeizmikus anyagokon végeztük. Az eredmények kiírása 7 bit dinamikájú szelvényíróval történt.

A dekonvolúció hatásosságának megítélésére és a többszörösök kimutatására rutinszerűen számítunk auto-, ill. retrokorrelációs szelvényeket (ANSTEY és NEWMAN, 1966). Ezek rendkívül gépidőigényes programok, meggyorsításukra már több éve

az auto-relais, ill. retro-relais korrelációt használjuk. A műveletek lényege, hogy a korreláció számításánál a függvények időben eltoltt változatai helyett csupán a megfelelő adatok előjeleit használjuk, pl. az

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t - \tau) dt \quad (29)$$

képlettel definiált autokorrelációs függvény helyett az

$$R_{x \operatorname{sgn}(x)}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \operatorname{sgn} x(t - \tau) dt \quad (30)$$

auto-relais korrelációs függvényt számítjuk, ahol

$$\operatorname{sgn} x = \begin{cases} +1 & \text{ha } x > 0 \\ 0 & \text{ha } x = 0 \\ -1 & \text{ha } x < 0. \end{cases} \quad (31)$$

Hasonlóan járunk el a retro-relais függvény számításánál. A (31) képlet előnye, hogy a korreláció számításánál fellépő szorzások összeadásokkal, ill. kivonásokkal helyettesíthetők.

Az 1. ábrán az egzakt módon végrehajtott auto- és retrokorreláció és az auto-relais, ill. retro-relais korreláció összehasonlítása látható (az auto-relais korreláció részletes vizsgálatára l. OSSENBERG, 1968 disszertációját).

Mivel az auto-relais és retro-relais szelvények megfelelnek a feldolgozási követelményeknek, megvizsgáltuk, milyen további feldolgozási lépések végezhetők el az adatok előjelével vagy erősen redukált bitszámmal. Az adatkompresszió úgy történt, hogy az eredetileg 14–18 bites fixpontos adatokat 3 értékű lépcsősfüggvény-nyel helyettesítettük, az

$$x \longrightarrow c \cdot \operatorname{sgn} x = \begin{cases} +c & \text{ha } x > 0 \\ 0 & \text{ha } x = 0 \\ -c & \text{ha } x < 0, \end{cases} \quad (32)$$

vagy az

$$x \longrightarrow c[u(x - A) - u(-x - A)] = \begin{cases} +c & \text{ha } x \geq A \\ 0 & \text{ha } -A < x < A \\ -c & \text{ha } x \leq -A \end{cases} \quad (33)$$

transzformációk alkalmazásával. A (33) egyenletben $u(x)$ a HEAVISIDE-féle egység-ugrás függvény, c értékét 2^{11} -nek választottuk. Az A értéke 2 tetszőleges hatványa lehet. A (32) és (33) transzformációkat a továbbiakban előjelezésnek, ill. levágással kombinált előjelezésnek nevezzük (2. ábra).

A 3. ábrán a teljes dinamikájú anyagon végzett Constant Velocity Scan eredményével hasonlítjuk össze az előjelezett adatokon végzett sebességmeghatározás eredményét. Az előjelezett változaton a nagyobb időkhöz tartozó reflexiók több csa-

tornán, jobban kijelölhetően jelentkeznek, mivel a velocity scan végrehajtása előtti előjelezés nemcsak egy csatornán belül, hanem a csatornák között is kiegyenlíti az amplitúdókat, s így a különböző csatornákon levő jelek azonos energiával szerepelnek az összegezésben.

A sebességanalízis egy más módszerének, a Velocity Spectra eljárásnak előjel-koincidencián alapuló változata COCHRAN (1973) dolgozatában szerepel.

A 4. és 5. ábra azt szemlélteti, hogy a rutin feldolgozás valamennyi lépése, a migráció is, végrehajtható az előjelezett anyagon, anélkül, hogy információt vesztenénk. Az előjeles feldolgozás eredményein nem alkalmaztunk digitális simító vagy felülvágó szűrőt, a megjelenítés széles (0–74 Hz) szűrőszámban történt.

Az előjelezett anyagok dekonvolúciójának lehetőségét mutatja a 6. ábra. Az előjelezett csatornákból kiindulva (1) retrokorrelációs szelvényt készítettünk (2). Visszatérve a kiinduló anyaghoz (1), spike-dekonvolúciót hajtottunk végre (3), a dekonvolúció eredményét digitális sávszűrővel megszürtük (5), ugyanakkor a spike-dekonvolúció eredményén retrokorrelációs vizsgálatot is végeztünk (4), hogy a dekonvolúció hatásosságát megvizsgáljuk.

A következő ábrákkal a „levágással kombinált előjelezés” zajcsökkentő hatására szeretnénk a figyelmet felhívni. A 7. ábrán bemutatott, 18 bit dinamikával feldolgozott, szelvény mélyebb részén a rövid-periódusú többszörösök és a nagyon rossz jel/zaj viszony lehetetlenné tette az esetleges reflexiós szintek vagy szintdarabok és a nem rendezetlen zajból származó jelenségek (diffrakciók stb.) bejelölését.

A jel/zaj viszony javítására a szelvényen először spike-dekonvolúciót végeztünk (8. ábra) és a kapott eredményre, amely maximálisan 14 bit dinamikájú adatokat tartalmazott, kísérletsorozattal meghatároztuk az A „levágási konstans” legmegfelelőbb értékét (9. ábra). Az $A = 2^{10}$ -nél kisebb értékek levágása és az előjelezés után a kapott szelvényt digitálisan szűrve jobban értelmezhető anyaghoz jutottunk (10. ábra).

Következtetések

A dolgozat első részében közölt irodalmi áttekintés, a szeizmikus adatok redundanciájára vonatkozó elméleti megfontolásaink és különösen a csökkentett bitszámmal végzett feldolgozások eredményei kétségtelenül bizonyítják, hogy a jelenlegi digitális felvételezés dinamikája jóval nagyobb, mint amit a morfoszeizmikus célok megkövetelnek. A litoszeizmika igényeit figyelembevéve, nem lehet célunk a dinamika csökkentése. A litoszeizmikai célok érdekében, a feldolgozást lebegőpontos aritmetikájú, igen gyors gépeken kell majd végrehajtani, de ilyen gépet gazdaságosan az elsődleges feldolgozás kis dinamikaigényű folyamatára igénybevenni. Úgy gondoljuk, az optimális megoldást a speciális aritmetikájú, kis bitszámú, gyors és olcsó *predprocesszorok* felhasználása jelentené az elsődleges feldolgozás elvégzésére.

Az a felismerés, hogy az előjelekkel végzett feldolgozás jó minőségű elsődleges stacking szelvényeket eredményez, új fellendülést eredményezhet a terepi bázisra telepített kis számítógépek fejlesztésében.

Г. КОРВИН, И. ПЕТРОВИЧ

ОБРАБОТКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ МОВ С ПОНИЖЕННЫМ
КОЛИЧЕСТВОМ РАЗРЯДОВ

В работе описываются исследования, проведенные за последние годы для выяснения вопроса о том, с точностью до какого количества разрядов следует выполнять основные операции обработки сейсмических данных. При этом было обнаружено, что обработка данных с использованием нескольких разрядков — в предельном случае только знака данных — может оказаться равноценной обработке, использующей всю динамику данных.

В историческом обзоре, приведенном в введении, описываются основные направления современной сейсморазведки МОВ: морфосейсмическое (выяснение геометрических условий отражающих горизонтов) и литосейсмическое направление (определение литологических параметров).

После обсуждения требуемой для литосеймики динамики, приводятся литературные данные, указывающие на то, каким образом отдельные авторы уменьшили динамику данных^е в процессе стандартной морфологической обработки. х

В следующих разделах методами теории информации изучается необходимое содержание разрядов в информации сейсмического канала с учетом решаемой геологической задачи и подробно рассматривается вопрос оптимального квантования и кодирования. и

Фактическими примерами подтверждается, что большинство операций производственной обработки данных может быть выполнено на данных, состоящих из пониженного количества разрядов.

A DIRECT INTERPRETATION METHOD FOR SCHLUMBERGER RESISTIVITY SOUNDINGS WITH THE APPARATUS IMMERSED IN WATER***

D. SCHIAVONE*, D. PATELLA**

Introduction

The possibility of carrying out resistivity soundings with the electrode array immersed in water has been already tested under the double aspect of its theoretical foundations and experimental set-up (VAN'YAN, 1956; TEREKHIN, 1962; BERNABINI, 1973; PATELLA and SCHIAVONE, 1974). This method proved to be a powerful tool for the solution of petroleum prospecting, hydrogeological and other related problems.

The quantitative interpretation of the experimental data has been made until now with the usual complete matching procedure with precalculated model curves. Catalogues of two and three-layer master curves were published by the Soviet All-Union Research Institute for Geophysical Methods of Prospecting for a small number of layering parameters. The problem arises of interpreting those situations uncovered in the albums and mostly when multi-layer sections are concerned. In this last case the preparation of albums is so a heavy task that is actually inaccessible. At this point the best solution to the problem seems to be in the application of a direct method of interpretation by which the distribution of resistivity layers can be determined directly from the results of resistivity measurements.

According to previous works concerning free surface resistivity soundings (SLICHTER, 1933; KOEFOED, 1968, 1970; PATELLA, 1974; etc.) a direct interpretation system can be in general splitted up into three steps:

- the evaluation of a kernel function from field data;
- the determination of the layer distribution from this kernel function;
- the control of the final solution.

In the following sections we develop for each step a simple numerical procedure basing it upon the introduction of a kernel function whose features, studied in a previous paper (PATELLA and SCHIAVONE, 1974), will be briefly reviewed.

The kernel function for a water bottom apparatus

After previous studies for the general case of an n -layered laterally homogeneous section, the following expression can be written for the apparent resistivity $\bar{\rho}_a$ obtained with a Schlumberger array placed at the bottom of the water layer (TEREKHIN, 1962; PATELLA and SCHIAVONE, 1974)

* Istituto di Geodesia e Geofisica-Università di Bari

** Osservatorio di Geofisica e Fisica Cosmica-Università di Bari

*** Manuscript received: 24, 10, 1974 (paper presented at the 19th Annual International Geophysical Symposium – Sept. 24–27, 1974, Torun, Poland)

$$\bar{\varrho}_a = (\varrho_1/2) r^2 \int_0^{\infty} [1 + e^{-2\lambda h_1} + 2K_1(\lambda) + K_1(\lambda)(e^{2\lambda h_1} + e^{-2\lambda h_1})] J_1(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (1)$$

where ϱ_1 is the true resistivity of the water layer;
 h_1 is the thickness of the water layer;
 r is half the distance between the two current electrodes;
 $K_1(\lambda)$ is the well known Stefanesco's kernel for free surface resistivity sounding and
 $J_1(\lambda r)$ is the Bessel function of first kind and first order.

In our above mentioned paper we introduced the following kernel $\bar{T}_n(\lambda)$, typical of the particular geometry of the problem

$$\bar{T}_n(\lambda) = (\varrho_1/2) [1 + e^{-2\lambda h_1} + 2K_1(\lambda) + K_1(\lambda)(e^{2\lambda h_1} + e^{-2\lambda h_1})] \quad (2)$$

and we studied its mathematical characteristics. After such analysis the following conclusions were drawn:

$$\lim_{1/\lambda h \rightarrow 0} \bar{T}_n(\lambda) = \varrho_1 \varrho_2 / \varrho_1 + \varrho_2 = \varrho_{12} \quad (3)$$

$$\lim_{1/\lambda h \rightarrow +\infty} \bar{T}_n(\lambda) = \varrho_n, \quad (4)$$

h being the maximum common divisor among the thicknesses of the layers and ϱ_2 and ϱ_n the true resistivities of the second layer and basement, respectively;

the function $\bar{T}_n(\lambda)$ for smallest values of $1/\lambda$ is asymptotically fitted in the left-hand portion by the function $T_2(\lambda)$, i.e. by the kernel corresponding to the first two layers;

the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$ is related to the kernel $T_n(\lambda)$, introduced by KOEFOED (1970) for the apparatus at the free surface of the same layered model, by the following expression

$$\bar{T}_n(\lambda) = \frac{\varrho_1^2}{\varrho_1^2 - v_1^2} [T_n(\lambda) - v_1] \quad (5)$$

where

$$v_1 = \varrho_1(1 - e^{-2\lambda h_1}) / (1 + e^{-2\lambda h_1}); \quad (6)$$

the function $\bar{T}_n(\lambda)$ for largest values of $1/\lambda$ does not differ from the free surface KOEFOED's kernel $T_n(\lambda)$;

putting Eq. (2) into Eq. (1) we have

$$\bar{\varrho}_a = r^2 \int_0^{\infty} \bar{T}_n(\lambda) J_1(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (7)$$

which is the simplest integral expression relating the apparent resistivity to the layering parameters.

Practical determination of the kernel function $\bar{T}_n(\lambda)$

In general if

$$F(r) = \int_0^{\infty} G(\lambda) J_n(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (8)$$

Hankel's inversion theorem states that

$$G(\lambda) = \int_0^{\infty} F(r) J_n(\lambda r) r dr \quad (9)$$

If in Eqs. (8) and (9) we substitute for $G(\lambda)$ the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$ and for $F(r)$ the function $\bar{\varrho}_a(r)/r^2$, we obtain from Eq. (7)

$$\bar{T}_n(\lambda) = \int_0^{\infty} [\bar{\varrho}_a(r)/r] J_1(\lambda r) dr \quad (10)$$

Suppose now we have a set of field data of $\bar{\varrho}_a(r_j)$ in correspondence with the spacings r_j with $j = 1, 2, \dots, p-1, p$ represented on a usual log-log paper (Fig. 1).

Let us consider now the two cases of finite and infinite value for the true resis-

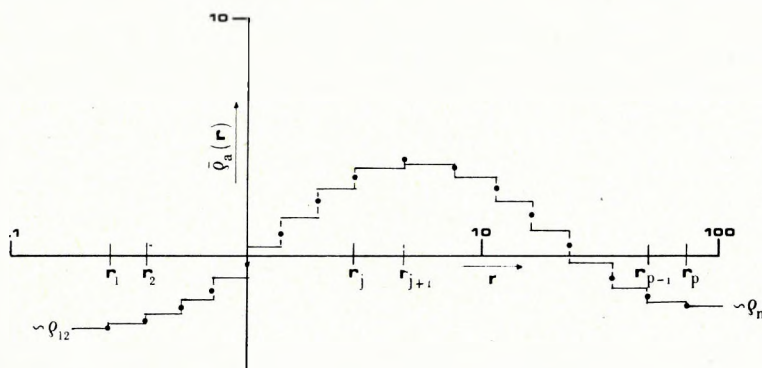


Fig. 1 Approximate procedure for the determination of the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$

1. ábra. A $\bar{T}_n(\lambda)$ magfüggvény közelítő meghatározása

Рис. 1. Приближенное определение ядерной функции $\bar{T}_n(\lambda)$

tivity q_n of the basement.

CASE A: $q_n \neq \infty$

In this case we can choose the spacings r_1 and r_p such that the following approximations hold good

$$\bar{\varrho}_a(r) \approx (\varrho_1 \varrho_2 / \varrho_1 + \varrho_2) = \varrho_{12} \quad \text{for } r \leq r_1 \quad (11)$$

$$\bar{\varrho}_a(r) \approx \varrho_n \quad \text{for } r \geq r_p, \quad (12)$$

ϱ_{12} and ϱ_n being the left and right asymptotical values of the water bottom apparent resistivity function.

In practice, if not directly measured, it is not difficult to find from the analysis of the left and right asymptotic behaviour of the field curve, two spacings r_1 and r_p such that approximations (11) and (12) should be valid.

Eq. (10) can be now rewritten as follows

$$\begin{aligned} \bar{T}_n(\lambda) = & \int_0^{r_1} [\bar{\varrho}_a(r)/r] J_1(\lambda r) dr + \\ & + \sum_{j=1}^{p-1} \int_{r_j}^{r_{j+1}} [\bar{\varrho}_a(r)/r] J_1(\lambda r) dr + \\ & + \int_{r_p}^{\infty} [\bar{\varrho}_a(r)/r] J_1(\lambda r) dr \end{aligned} \quad (13)$$

In order to carry out in the best and simplest manner the integration of each term of Eq. (13), we substitute the function $\bar{\varrho}_a(r)$ in the interval $[0, r_1]$ by Eq. (11); in each interval $[r_j, r_{j+1}]$ with $j = 1, 2, \dots, p-1, p$ by a segment of straight line, parallel to the r -axis and passing through the mid-point $[\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)]/2$ (Fig. 1); and finally in the interval $[r_p, \infty]$ by Eq. (12).

With these assumptions we have the following approximate solution for $\bar{T}_n(\lambda)$ (see Appendix A)

$$\bar{T}_n(\lambda) = \varrho_{12} + \sum_{j=1}^p \bar{a}_j J_{11}(\lambda r_j) \quad (14)$$

where

$$\bar{a}_j = [\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) - \bar{\varrho}_a(r_{j-1})]/2 \quad (15)$$

for $j = 1, 2, \dots, p-1, p$

and

$$J_{11}(\lambda r_j) = \int_{r_j}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr \quad (16)$$

CASE B: $\varrho_n = \infty$

In this case the apparent resistivity graph approaches an asymptote for large spacings r given by

$$\varrho_a(r) = r/S \quad (17)$$

where

$$S = \sum_{i=1}^{n-1} (h_i / \varrho_i) \quad (18)$$

is the total conductance of all the layers above the highly resistant basement.

Equation (17) follows after TEREKHIN's considerations (1962) on the right asymptotical behaviour of the water bottom apparent resistivity function.

When plotted on a bilogarithmic paper the function $\bar{\varrho}_a(r)$ shows the extreme right-hand portion rising at an angle of 45° , which in practice starts at a finite spacing r_p (Fig. 2).

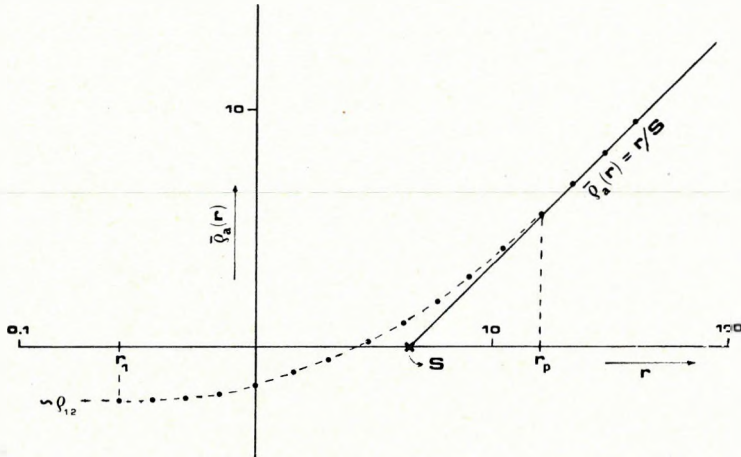


Fig. 2 An example of resistivity sounding graph in the case of a highly resistant basement (dashed curve). The full line represents the asymptotic behaviour of the resistivity curve for large spacing values

2. ábra. Ellenállás-szelvényezési görbe nagy ellenállású alapkőzet esetén (szaggatott vonal). A folyamatos vonal az ellenállásgörbe aszimptotikus értékeit mutatja

Рис. 2. Кривая зондирования при наличии фундамента высокого сопротивления (пунктирная линия). Сплошные линии представляют собой асимптотическое поведение кривой сопротивлений

In practice the value S can be determined from field data by noting the point of intersection between the line rising at 45° and the horizontal line $\bar{\varrho}_a(r) = 1$ (Fig. 2).

We can therefore choose the spacing r_p such that we can write now

$$\bar{\varrho}_a(r) \approx r/S \quad \text{for} \quad r \geq r_p \quad (19)$$

Referring again to Eq. (13) and making the same assumptions as in the previous case except for the interval $[r_p, \infty]$ where Eq. (19) must be applied, we have the following approximate solution for $\bar{T}_n(\lambda)$ (see Appendix B)

$$\bar{T}_n(\lambda) = \varrho_{12} + \sum_{j=1}^p \bar{b}_j J_{i1}(\lambda r_j) + (1/S) J_{0\lambda}(\lambda r_p) \quad (20)$$

where

$$\bar{b}_j = [\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) - \bar{\varrho}_a(r_{j-1})] / 2 = \bar{a}_j \quad (21)$$

for $j = 1, 2, \dots, p-1$

$$\bar{b}_p = -[\bar{\varrho}_a(r_p) + \bar{\varrho}_a(r_{p-1})] / 2 \quad (22)$$

and

$$J_{0\lambda}(\lambda r_p) = (1/\lambda) J_0(\lambda r_p) = \int_{r_p}^{\infty} J_1(\lambda r) dr \quad (23)$$

The functions $J_{i1}(x)$ and $J_0(x)$ appearing in Eqs. (14), (20) and (23) have been extensively studied in the theory of Bessel functions and a great number of numerical tables are at present available (see, for instance, CHISTOVA, 1959).

In practice to obtain the values of $\bar{T}_n(\lambda)$ as a function of $1/\lambda$, it is sufficient to make, according to Eqs. (14) and (20), a sum of p products between the values of \bar{a}_j or \bar{b}_j , both known from field measurements, and those of $J_{i1}(\lambda r_j)$ and then add the estimated value of ϱ_{12} and, in the case of Eq. (20), also the term $(1/S)J_{0\lambda}(\lambda r_p)$.

The accuracy of this step for determination of the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$ is strictly related to the amplitude of the partial intervals of the type $[r_j, r_{j+1}]$; by choosing a smaller distance between two successive spacings, i.e. a smaller spread of the above partial intervals, the accuracy of the method can be obviously improved.

Determination of the layer distribution

In this section we show how it is possible to derive the layering parameters of a multi-layered earth by applying a reduction procedure starting from the kernel function $\bar{T}_n(\lambda)$, computed by the method previously described.

KOEFOED (1970) showed that in the case of free surface soundings the following recurrent relations are valid

$$T_{n-1}(\lambda) = \frac{T_n(\lambda) - v_1}{1 - T_n(\lambda) v_1 / \varrho_1^2} \quad (24a)$$

$$T_{n-2}(\lambda) = \frac{T_{n-1}(\lambda) - v_2}{1 - T_{n-1}(\lambda) v_2 / \varrho_2^2} \quad (24b)$$

.....

$$T_{n-i}(\lambda) = \frac{T_{n-i+1}(\lambda) - v_i}{1 - T_{n-i+1}(\lambda) v_i / \varrho_i^2} \quad (24i)$$

.....

where

$$v_i = \varrho_i(1 - e^{-2\lambda h_i}) / (1 + e^{-2\lambda h_i})$$

with $i = 1, 2, \dots, n-2$ and ϱ_i and h_i being the resistivity and thickness, respectively, of the i -th layer from the surface.

$T_{n-i}(\lambda)$ is the kernel function reduced to a lower boundary plane, i.e. corresponding to a stratigraphic situation in which the first i layers from the top are completely removed and the measurements are carried out on the new free surface.

Inverting Eq. (24a) we have

$$T_n(\lambda) = \frac{T_{n-1}(\lambda) + v_1}{1 + T_{n-1}(\lambda) v_1 / \varrho_1^2} \quad (25)$$

Putting Eq. (25) into Eq. (5) and after some manipulations it is obtained

$$T_{n-1}(\lambda) = \frac{T_n(\lambda)}{1 - T_n(\lambda) v_1 / \varrho_1^2} \quad (26)$$

Eq. (26) allows one to obtain the function $T_{n-1}(\lambda)$ once the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$ has been determined.

The practical procedure for determining the layer distribution is now achieved according to the following steps:

a) fit the left-hand portion of the $\bar{T}_n(\lambda)$ curve, reported on a tracing log-log paper as a function of $1/\lambda$, by one of the two-layer curves $\bar{T}_2(\lambda)/\varrho_1$ drawn in Fig. 3 as a function of $1/\lambda h_1$.

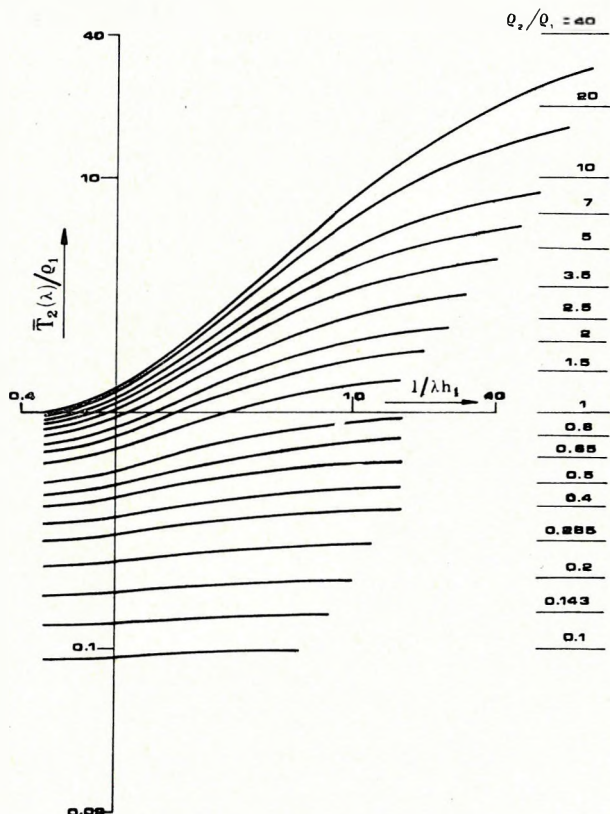


Fig. 3 A set of two layer curves for the water-bottom kernel function $\bar{T}_2(\lambda)$ for various resistivity contrasts

3. ábra. A vízfénékhez tartozó $\bar{T}_2(\lambda)$ magfüggvény kétréteges görbeserege különböző ellenállás-kontrasztoknál

Рис. 3. Двуслойные кривые для ядерной функции дна водоема $\bar{T}_2(\lambda)$ для различных контрастов сопротивлений

b) Note on the working graph the position of the cross with coordinates (1, 1) of the theoretical two-layer curve and read consequently the values of ϱ_1 and h_1 . As in general h_1 , the depth of immersion of the array at the bottom of the water layer, is a known quantity, the accuracy of this fitting procedure can be improved. Besides by reading the left-hand asymptotical value of the two-layer fitting curve $2/\varrho_1$, we have an estimate of ϱ_{12} and hence of ϱ_2 , which can be also estimated by adding the right-hand asymptotical value of \bar{T}_2/ϱ_1 .

c) Through Eq. (26) construct the kernel $T_{n-1}(\lambda)$ and report it again on a tracing paper as a function of $1/\lambda$.

d) Fit the left-hand portion of $T_{n-1}(\lambda)$ by one of the two-layer curves $T_2(\lambda)/\varrho_i$ drawn in Fig. 4 as a function of $1/\lambda h_i$.

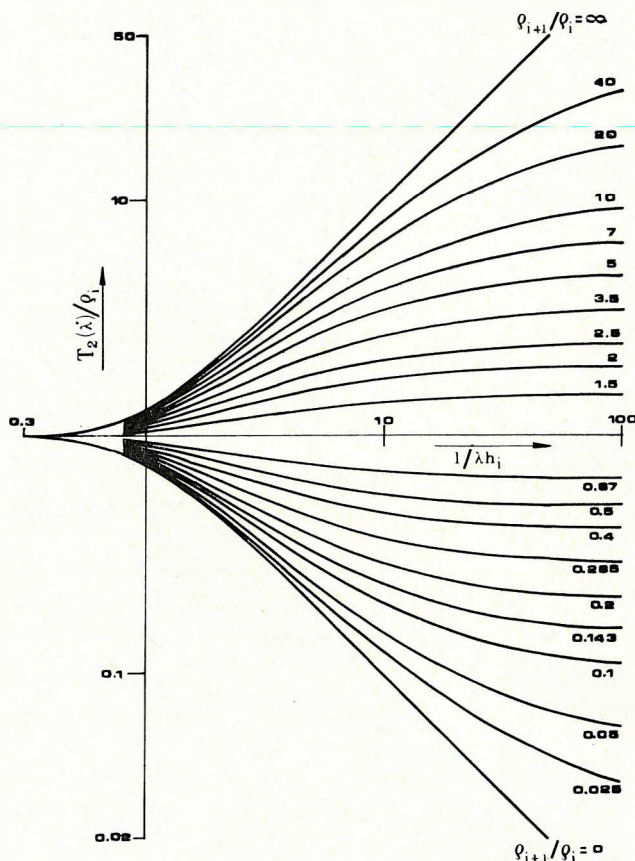


Fig. 4 A set of two-layer curves for the free-surface kernel function $\bar{T}_2(\lambda)$ for various resistivity contrasts

4. ábra. A szabad felszínhez tartozó $\bar{T}_2(\lambda)$ magfüggvény kétréteges görbeserége különböző ellenálláskontrasztoknál

Рис. 4. Двуслойные кривые для ядерной функции свободной поверхности $\bar{T}_2(\lambda)$ для различных контрастов сопротивлений

e) Note on the working graph the position of the cross of this new two-layer curve and read the values of ϱ_2 and h_2 . The value of ϱ_2 must be close to that previously estimated in step b). Besides by the right-hand asymptotical value of T_2/ϱ_i we have an estimate of ϱ_3 .

f) Through Eq. (24i) construct the function $T_{n-i}(\lambda)$ from $T_{n-i+1}(\lambda)$ and report it on a tracing paper as a function of $1/\lambda$.

g) Repeat steps d), e) and f) on the function $T_{n-i}(\lambda)$ and so on until a reduced KOEFOED's kernel is obtained which is fully fitted by a T_2/ϱ_i two-layer curve.

Control of the final solution

As stated in the previous section, the determination of the layering parameters is achieved by a process involving a fitting procedure with suitable two-layer curves. Since this implies a possible source of misinterpretations, it seems advisable to control the solution by reconstructing the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$, starting from the interpreted layer distribution, and comparing this last with the original kernel, obtained by the method described.

In cases of a not complete superposition of the two kernels, the trial and errors procedure can be adopted until the complete matching is obtained.

To give an easy method for controlling the solution, we start from Eqs. (24a—i) and (26). By inverting these relations we obtain at once

$$T_2 = \frac{\varrho_n + v_{n-1}}{1 + \varrho_n v_{n-1} / \varrho_{n-1}^2} \quad (27a)$$

$$T_3 = \frac{T_2 + v_{n-2}}{1 + T_2 v_{n-2} / \varrho_{n-2}^2} \quad (27b)$$

.....
.....

$$T_{n-i+1} = \frac{T_{n-i} + v_i}{1 + T_{n-i} v_i / \varrho_i^2} \quad (27i)$$

.....
.....

$$T_{n-1} = \frac{T_{n-2} + v_2}{1 + T_{n-2} v_2 / \varrho_2^2} \quad (28)$$

$$\bar{T}_n = \frac{T_{n-1}}{1 + T_{n-1} v_1 / \varrho_1^2} \quad (29)$$

Eqs. (27a—i), (28) and (29) allow the construction of the kernel \bar{T}_n , starting from the last two layers from the surface, with a simple recurrent procedure.

Theoretical examples

Let us consider a three-layer earth model with the following parameters:

$$\varrho_1 = 1, \quad \varrho_2 = 1.5, \quad \varrho_3 = 0.2; \quad h_1 = 1, \quad h_2 = 10$$

In Table I the corresponding apparent resistivity values $\bar{\varrho}_a(r_j)$, calculated through a computer program based on the computational procedure suggested by TEREKHIN (1962), are reported as a function of a discrete number of spacings r_j .

r_j	$\bar{\varrho}_a(r_j)$	\bar{a}_j	$1/\lambda$	\bar{T}_3 Approx	\bar{T}_3 Exact	T_2	$(\bar{T}_3, \text{Approx} - \bar{T}_3, \text{Exact}) / \bar{T}_3, \text{Exact}$
0,4	0,6055	0,00535	0,4	0,60582	0,60486	1,50593	0,00159
0,5	0,6107	0,00615	0,5	0,61320	0,61324	1,49979	0,00007
0,6	0,6178	0,01360	0,625	0,62917	0,62959	1,49765	0,00067
0,8	0,6379	0,02440	0,833	0,66874	0,66652	1,51127	0,00333
1	0,6666	0,03165	1	0,70238	0,70015	1,51026	0,00319
1,2	0,7012	0,05795	1,25	0,75237	0,75148	1,50354	0,00118
1,6	0,7825	0,08305	1,67	0,83283	0,83078	1,50676	0,00247
2	0,8673	0,09055	2	0,88532	0,88587	1,49831	0,00062
2,5	0,9636	0,08860	2,5	0,95658	0,95515	1,50276	0,00150
3	1,0445	0,09860	3,33	1,03787	1,04111	1,48765	0,00311
4	1,1608	0,09375	4	1,08459	1,08874	1,47691	0,00381
5	1,2320	0,05685	5	1,12888	1,13253	1,45252	0,00322
6	1,2745	0,03405	6,25	1,14593	1,15176	1,40055	0,00506
8	1,3001	0,00235	8,33	1,12281	1,12932	1,29669	0,00576
10	1,2792	-0,03570	10	1,08145	1,08666	1,21210	0,00479
12	1,2287	-0,10005	12,5	1,00697	1,01016	1,09500	0,00316
16	1,0791	-0,15940	16,7	0,88783	0,88841	0,93772	0,00065
20	0,9099	-0,18180	20	0,80808	0,80740	0,84207	0,00084
25	0,7155	-0,17410	25	0,71357	0,71194	0,73452	0,00475
30	0,5617	-0,17215	33,3	0,60413	0,60208	0,61528	0,00340
40	0,3712	-0,13945	40	0,54413	0,54199	0,55163	0,00395
50	0,2828	-0,06390	50	0,48076	0,47872	0,48543	0,00426
60	0,2434	-0,03300	62,5	0,42780	0,42597	0,43075	0,00430
80	0,2186	-0,01725	83,3	0,37288	0,37153	0,37456	0,00363
100	0,2089	-0,00540	100	0,34480	0,34373	0,34599	0,00311
120	0,2060	-0,00295	125	0,31633	0,31558	0,31713	0,00238
160	0,2030	-0,00195	167	0,28755	0,28709	0,28805	0,00160
200	0,2021	-0,00150	200	0,27306	0,27275	0,27343	0,00114
250	0,2000	-0,00105	250	0,25852	0,25832	0,25879	0,00077

Table I — An example of the numerical computation procedure for the determination of the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$ in the case of a theoretical three-layer model with layering parameters:

$$\varrho_1 = 1, \quad \varrho_2 = 1.5, \quad \varrho_3 = 0.2, \quad h_1 = 1, \quad h_2 = 10$$

Numerikus számítási példa a $\bar{T}_n(\lambda)$ függvény meghatározására háromréteges modellnél a következő paraméterekkel:

$$\varrho_1 = 1, \quad \varrho_2 = 1.5, \quad \varrho_3 = 0.2, \quad h_1 = 1, \quad h_2 = 10$$

Таблица 1. Пример численного определения ядерной функции $\bar{T}_n(\lambda)$ для случая теоретической трехслойной кривой, характеризующейся следующими параметрами:

$$\varrho_1 = 1, \quad \varrho_2 = 1.5, \quad \varrho_3 = 0.2; \quad h_1 = 1, \quad h_2 = 10$$

In the same Table I the values of the kernel function $\bar{T}_3(\lambda)$, obtained for a set of values of λ by Eq. (14), can be compared with the corresponding ones calculated through the exact mathematical expression (2).

As can be seen the relative error between approximate and exact values of $\bar{T}_3(\lambda)$ does not exceed 0.6% for this example; this error does not constitute a serious limitation to the method since when plotted on a log-log paper with a 62.5 mm standard modulus, the difference between approximate and exact values is imperceptible.

The values of $\bar{q}_a(r)$ and $\bar{T}_3(\lambda)$ are also plotted in Fig. 5 (curves *a* and *b*, respectively).

Now the quantitative interpretation is achieved by the iterative procedure suggested.

Again in Fig. 5 the left-hand portion of curve *b* is fitted by one of the theoretical $\bar{T}_2(\lambda)/\varrho_1$ curves, reported in Fig. 3. The cross gives the values of ϱ_1 and h_1 . With these last values and through Eq. (26), the values of KOEFOED's kernel $T_2(\lambda)$ are calculated (see again Table I) and graphically reported in curve *c* of Fig. 5. These last values are fully fitted by one of the theoretical $T_2(\lambda)/\varrho_i$ curves of Fig. 4. The new cross gives ϱ_2 and h_2 ; from the right asymptotical value ϱ_3 can be obtained.

From Table I and Fig. 5 we see that it is not necessary to compute the $T_2(\lambda)$ values for all the values of λ used for the calculation of $\bar{T}_3(\lambda)$: it is sufficient to start, for example, from the first point shifting from the $\bar{T}_2(\lambda)/\varrho_1$ curve, since, the value of ϱ_2 being previously estimated, the new $T_2(\lambda)/\varrho_i$ can be found as well.

In Fig. 6 we show an example of interpretation for a three-layer model with the following parameters:

$$\varrho_1 = 1, \quad \varrho_2 = 0.65, \quad \varrho_3 = \infty; \quad h_1 = 1, \quad h_2 = 10$$

In this case the numerical computation procedure can be further simplified by the following considerations.

As is well known (ORELLANA, 1965) in the case of a highly resistant basement KOEFOED's kernel approaches an asymptote for large values of $1/\lambda$ given by

$$T_n(\lambda) = 1/\lambda S$$

which on a log-log paper is represented by a straight line rising at an angle of 45° . The value of S can be graphically determined by noting the abscissa of the point of intersection between the straight line with unitary slope and the horizontal line $T_n(\lambda) = 1$. As it has already been shown the same is true for the water bottom kernel $\bar{T}_n(\lambda)$.

Such interesting property of the kernel $\bar{T}_n(\lambda)$ can be successfully applied to gain a good saving of time during the computational procedure. In fact, once the value of S has been determined on the apparent resistivity graph, it is sufficient to trace on the $\bar{T}_n(\lambda)$ kernel log-log paper the straight line with unitary slope and passing through the point with coordinates $\bar{T}_n(\lambda) = 1$ and $1/\lambda = S$ and then compute $\bar{T}_n(\lambda)$ up to the first value which approximately lies on the straight line. All the following points with increasing values of $1/\lambda$ will obviously lie on the same straight line, therefore it is not necessary to compute them.

At this point the determination of the layering parameters is achieved as in the example of Fig. 5 and with the same considerations, as concerns the determination of the parameters of the first layer.

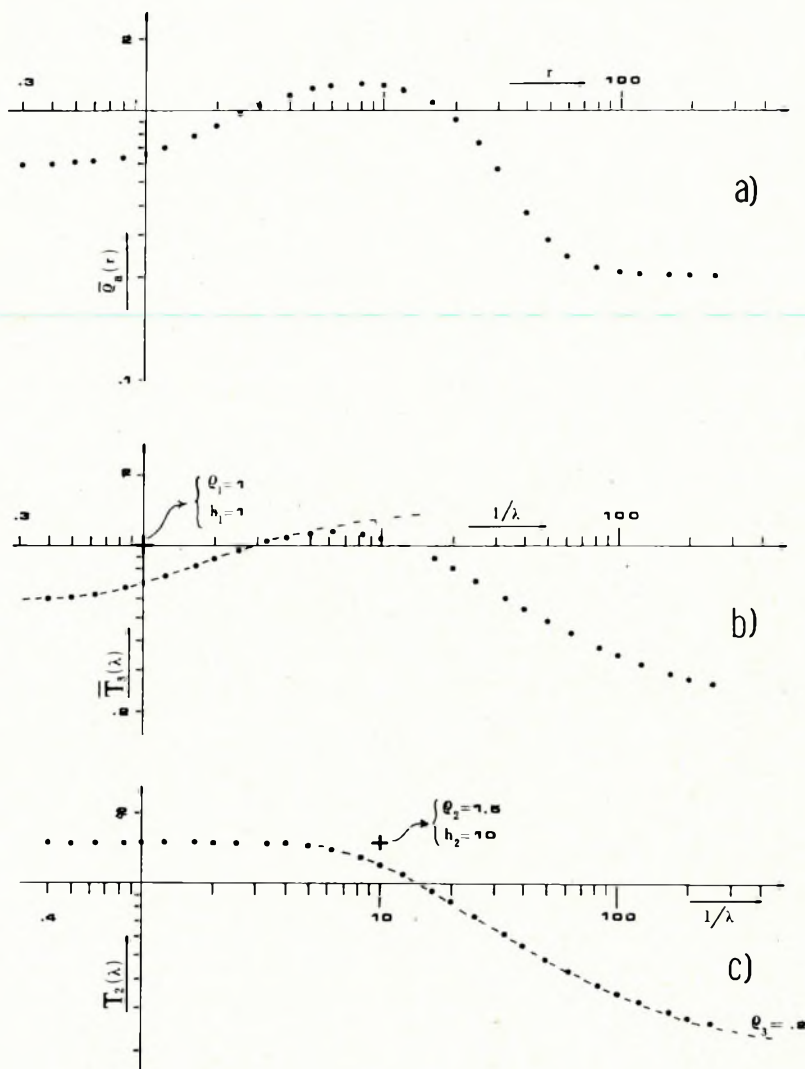
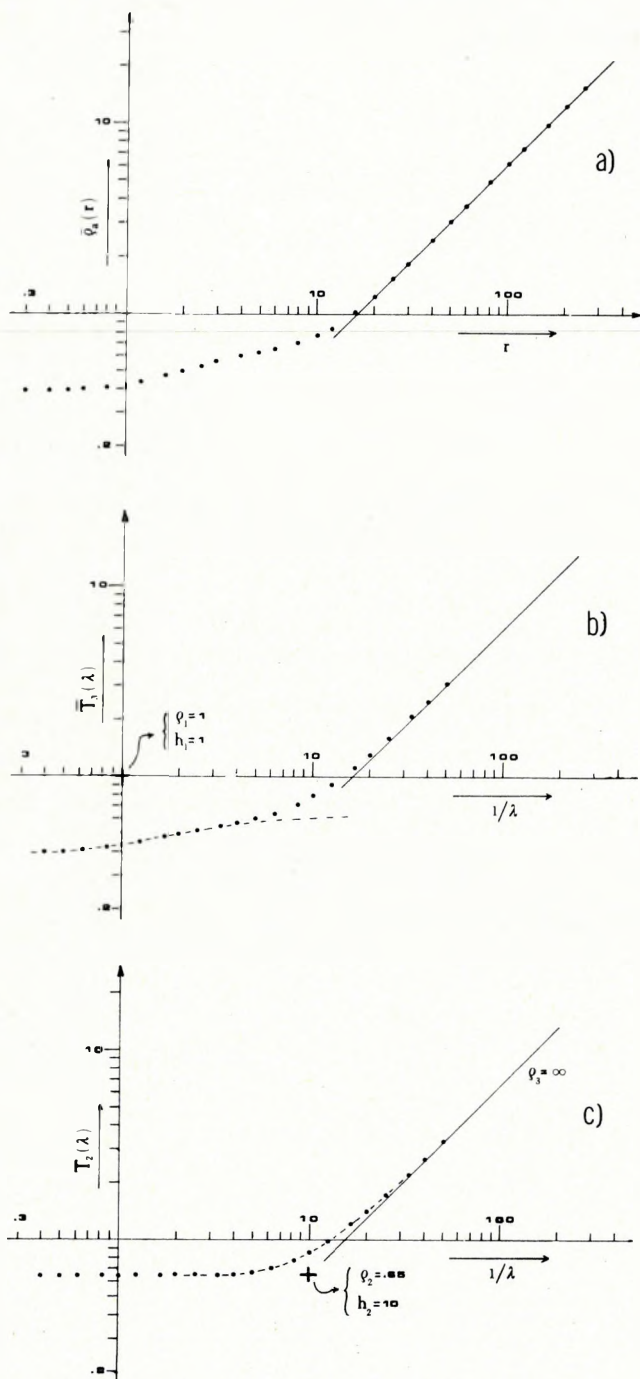


Fig. 5 The direct interpretation of the three-layer sounding curve of Table I

5. ábra. A táblázatban közölt háromréteges görbe direkt értelmezése

Рис. 5. Прямая интерпретация трехслойной кривой зондирования, представленной в таблице 1

Now for the computation of $T_2(\lambda)$, we note also that, $T_2(\lambda)$ being a reduced kernel corresponding to a stratigraphic section in which the first layer is completely suppressed, the straight line rising at 45° will pass now through the point with coordinates $T_2(\lambda) = 1$ and $1/\lambda = S - h_1/\rho_1 = S'$. S' can be easily computed since S is already known and h_1 and ρ_1 have been just determined.



In conclusion it is sufficient to compute $T_2(\lambda)$ up to the first value which approximately lies on this new straight line.

The parameters of the second layer and the resistivity of the base-ment are determined as in the example of Fig. 5.

For both the examples of Fig. 5 and Fig. 6 we do not apply the third step of the direct interpretation method, i.e. the control of the solution, since, being theoretical examples, the problem is obviously trivial.

Fig. 6 An example of direct interpretation of a theoretical three-layer sounding curve in the case of basement with infinite resistivity

6. ábra. Elméleti háromréteges görbe direkt értelmezése végtelen ellenállású alapkőzet esetén

Рис. 6. Пример прямой интерпретации теоретической трехслойной кривой при наличии фундамента бесконечного сопротивления

APPENDIX A

Derivation of Eq. (14)

Directly from Eq. (13) and after application of the following approximations

$$\begin{aligned}\bar{\varrho}_a(r) &\approx \varrho_{12} && \text{for } r \leq r_1 \\ \bar{\varrho}_-(r) &\approx \frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)}{2} && \text{for } r_j \leq r \leq r_{j+1} \\ &&& j = 1, 2, \dots, p-1 \\ \bar{\varrho}_a(r) &\approx \varrho_n && \text{for } r \geq r_p\end{aligned}$$

we have

$$\begin{aligned}\bar{T}_n(\lambda) &= \varrho_{12} \int_0^{r_1} [J_1(\lambda r)/r] dr + \\ &+ \sum_{j=1}^{p-1} \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)}{2} \right] \int_{r_j}^{r_{j+1}} [J_1(\lambda r)/r] dr + \\ &+ \varrho_n \int_{r_p}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr\end{aligned}\quad (\text{A1})$$

Putting, after CHISTOVA (1959)

$$\int_{r_j}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr = J_{01}(\lambda r_j) \quad (\text{A2})$$

and remembering that

$$\int_0^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr = 1 \quad (\text{A3})$$

it is easily obtained

$$\int_0^{r_1} [J_1(\lambda r)/r] dr = \int_0^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr - \int_{r_1}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr = 1 - J_{01}(\lambda r_1) \quad (\text{A4})$$

$$\begin{aligned}\int_{r_j}^{r_{j+1}} [J_1(\lambda r)/r] dr &= \int_{r_j}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr - \int_{r_{j+1}}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr = \\ &= J_{01}(\lambda r_j) - J_{01}(\lambda r_{j+1})\end{aligned}\quad (\text{A5})$$

$$\int_{r_p}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr = J_{i1}(\lambda r_p) \quad (\text{A6})$$

Putting Eqs. (A4) to (A6) into Eq. (A1) we have

$$\begin{aligned} \bar{T}_n(\lambda) = & \varrho_{12} [1 - J_{i1}(\lambda r_1)] + \\ & + \sum_{j=1}^{p-1} \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)}{2} \right] [J_{i1}(\lambda r_j) - J_{i1}(\lambda r_{j+1})] + \varrho_n J_{i1}(\lambda r_p) \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

Rearranging the terms at the right-hand side of Eq. (A7) it is finally obtained

$$\bar{T}_n(\lambda) = \varrho_{12} + \sum_{j=1}^p \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) - \bar{\varrho}_a(r_{j-1})}{2} \right] J_{i1}(\lambda r_j) \quad (\text{A8})$$

Putting

$$\bar{a}_j = \frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) - \bar{\varrho}_a(r_{j-1})}{2}$$

for $j = 1, 2, \dots, p-1, p$, Eq. (A8) reduces simply to Eq. (14).

APPENDIX B

Derivation of Eq. (20)

From Eq. (13) with the application of the following approximations

$$\begin{aligned} \bar{\varrho}_a(r) &\approx \varrho_{12} && \text{for } r \leq r_1 \\ \bar{\varrho}_a(r) &\approx \frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)}{2} && \text{for } r_j \leq r \leq r_{j+1} \\ &&& j = 1, 2, \dots, p-1 \\ \bar{\varrho}_a(r) &\approx r/S && \text{for } r \geq r_p \end{aligned}$$

we have

$$\begin{aligned} \bar{T}_n(\lambda) = & \varrho_{12} \int_0^{r_1} [J_1(\lambda r)/r] dr + \\ & + \sum_{j=1}^{p-1} \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)}{2} \right] \int_{r_j}^{r_{j+1}} [J_1(\lambda r)/r] dr + \end{aligned}$$

$$+ (1/S) \int_{r_p}^{\infty} [J_1(\lambda r)/r] dr. \quad (B1)$$

With Eqs. (A4) and (A5) and remembering that

$$\int_{r_p}^{\infty} J_1(\lambda r) dr = (1/\lambda) J_0(\lambda r_p) = J_{0\lambda}(\lambda r_p) \quad (B2)$$

Eq. (B1) becomes

$$\begin{aligned} \bar{T}_n(\lambda) &= \varrho_{12} [1 - J_{i1}(\lambda r_1)] + \\ &+ \sum_{j=1}^{p-1} \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) + \bar{\varrho}_a(r_j)}{2} \right] [J_{i1}(\lambda r_j) - J_{i1}(\lambda r_{j+1})] + (1/S) J_{0\lambda}(\lambda r_p) \end{aligned} \quad (B3)$$

Rearranging the terms at the right-hand side of Eq. (B3) it is obtained

$$\begin{aligned} \bar{T}_n(\lambda) &= \varrho_{12} + \sum_{j=1}^{p-1} \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) - \bar{\varrho}_a(r_{j-1})}{2} \right] J_{i1}(\lambda r_j) - \\ &- \left[\frac{\bar{\varrho}_a(r_p) + \bar{\varrho}_a(r_{p-1})}{2} \right] J_{i1}(\lambda r_p) + (1/S) J_{0\lambda}(\lambda r_p) \end{aligned} \quad (B4)$$

Putting

$$\bar{b}_j = \frac{\bar{\varrho}_a(r_{j+1}) - \bar{\varrho}_a(r_{j-1})}{2} \quad \text{for } j = 1, 2, \dots, p-1$$

and

$$\bar{b}_p = -\frac{\bar{\varrho}_a(r_p) + \bar{\varrho}_a(r_{p-1})}{2}$$

Eq. (B4) reduces simply to Eq. (20).

REFERENCES

- BERNABINI, M., 1973: Sondaggi elettrici sul fondo di un lago — *Annali di Geofisica*, Vol. 26, No. 2-3.
- CHISTOVA, E. A., 1959: Tables of the Bessel functions for real arguments and of integrals derived from them — Pergamon Press, London.
- KOEFOED, O., 1968: The application of the kernel function in interpreting geoelectrical resistivity measurements — *Geoexploration Monographs*, Series 1, No. 2, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Stuttgart.
- KOEFOED, O., 1970: A fast method for determining the layer distribution from the raised kernel function in geoelectrical sounding — *Geophysical Prospecting*, Vol. 18, No. 4.
- ORELLANA, E., 1965: Propiedades de medios estratificados aplicadas a la prospección geoelectrica. Segunda parte — *Revista de Geofísica*, Año XXIV, Núm. 95.
- PATELLA, D., 1974: A numerical computation procedure for the direct interpretation of geoelectrical soundings. *Geophysical Prospecting*, Vol. 23, No. 2.

- PATELLA, D. and SCHIAVONE, D., 1974: A theoretical study of the kernel function for resistivity prospecting with a Schlumberger apparatus in water — *Annali di Geofisica*, Vol. 27, No. 2.
- SLICHTER, L. B., 1933: Interpretation of the resistivity prospecting method for horizontal structures — *Physics*, Vol. 4.
- TEREKHIN, E. I., 1962: Theoretical bases of electrical probing with an apparatus immersed in water — In N. RAST (Editor), *Applied Geophysics*, U.S.S.R.—Pergamon Press, London.
- VAN'YAN, L. L., 1956: Theoretical curves for electrical sea probing with a sea-bottom apparatus— *Applied Geophysics*, No. 50, Gostoptekhzdat (in Russian).

D. SCHIAVONE—D. PATELLA

VÍZBE MERÍTETT MŰSZERREL VÉGZETT SCHLUMBERGER-SZONDÁZÁSOK KÖZVETLEN KIÉRTÉKELÉSI MÓDSZERE

Tengerek és tavak felszíne ideális homogeneitási feltételeket képez egyenáramú elektromos szondázásokhoz. Ha az elektródákat a víz felszínén helyezzük el, a kvantitatív kiértékelésre problémamentesen alkalmazhatjuk a szárazföldi szondázások elméletét. Sok esetben azonban előnyösebb, ha az elektródákat a fenékre vagy annak közelébe helyezzük, hogy a vékony rétegek okozta anomáliák jobban kiemelkedjenek.

Néhány szovjet geofizikus már foglalkozott ennek a szondázási eljárásnak elméleti problémáival. A szokásos modellekre számított görbe-illesztési eljárást használták a kvantitatív kiértékelésre.

A szerzők közvetlen módszert javasolnak a kvantitatív kiértékelésre, amelynek a görbeillesztéssel szemben a következő előnyei vannak:

- gyorsaság,
- pontoság a rétegparaméterek meghatározásában,
- többréteges sztratifikai helyzetek kiértékelésének lehetősége,
- a végső megoldás automatikus ellenőrzésének lehetősége.

Bemutatják a Hankel inverziós elmélet alkalmazásának lehetőségeit. Numerikus eljárást javasolnak a látszólagos ellenállásértékek transzformációjára, valamint a rétegeloszlás meghatározására egyszerű rekurzióval.

Д. СКИАВОНЕ—Д. ПАТЕЛЛА

ПРЯМОЙ МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ ВЭЗ ПО МЕТОДУ ШЛУМБЕРЖЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОГРУЖЕННЫХ В ВОДУ ПРИБОРОВ

Поверхности морей и озер характеризуются идеальными условиями однородности при проведении прямоточных электрических зондирований. Если электроды располагаются по поверхности воды, то для количественной интерпретации данных без всяких затруднений можно воспользоваться теорией наземных зондирований. Однако, во многих случаях целесообразно разместить приборы на дне или около дна водоема, чтобы иметь возможность более четко выделить аномалии, вызываемые тонкими слоями.

Советские геофизики уже занимались теоретическими проблемами подобного зондирования. При этом для количественной интерпретации данных применялся стандартный метод совмещения фактических кривых с теоретическими, подсчитанными для моделей.

Авторами настоящей работы предлагается прямой метод количественной интерпретации данных, имеющий следующие преимущества перед стандартным методом:

- быстрота;
- точность определения параметров слоев;
- возможность интерпретации многослойных разрезов;
- возможность проведения автоматического контроля окончательного решения.

Рассматривается возможность использования теории инверсии Ханкеля. Предлагается численный метод для трансформации величин кажущихся сопротивлений и для определения распределения пластов при помощи простой рекуррентии.